

Деменев Андрей Анатольевич

**КИНЕТИКА СТИМУЛИРОВАННОГО ПОЛЯРИТОН-
ПОЛЯРИТОННОГО РАССЕЯНИЯ В ПЛАНАРНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ**

01.04.07 - физика конденсированного состояния

**Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Черноголовка – 2012

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении
науки Институт физики твердого тела Российской академии наук

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
член-корреспондент РАН
Кулаковский Владимир Дмитриевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
зав. сектором нанолитографии ИФТТ РАН
Дорожкин Сергей Иванович

доктор физико-математических наук,
доцент физического факультета МГУ
Мурзина Татьяна Владимировна

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт общей физики
им. А. М. Прохорова Российской академии
наук

Защита состоится «___» «_____» 2012г. в 10 часов на заседании
диссертационного совета Д 002.100.01 при ИФТТ РАН по адресу: 142432, г.
Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д. 2

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН

Автореферат разослан «___» «_____» 2012 года

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н

© Деменев А.А., 2012
© ИФТТ РАН, 2012
© ИПХФ РАН, 2012

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы:

Активное изучение свойств вещества и его взаимодействия со светом привело к созданию МОП-транзистора (1960г.) и оптического квантового генератора (1960г.), являющихся основой всей современной телекоммуникационной и компьютерной индустрии. В свою очередь, требования к уменьшению физического объёма и повышению быстродействия вычислительных устройств определили прогресс в создании новых технологий роста кристаллов, позволивших выращивать полупроводниковые гетероструктуры различной геометрии с квантовым “конфайнментом” носителей: полупроводниковые квантовые ямы [КЯ], нити и точки (ограничение движения носителей в одном, двух и трёх направлениях, соответственно). Исследование этих структур позволило не только создать полупроводниковые устройства нового поколения, но и привело к открытию целого ряда новых фундаментальных физических эффектов.

Обратной стороной бурно развивающейся миниатюризации и быстродействия интегрированных электронных схем является сильное увеличение диссипации электрической энергии. Поэтому, в настоящее время, всё чаще предлагается использовать кванты электромагнитного поля (фотоны) как альтернативный электронам носитель информации. Это связано с рядом преимуществ фотонов перед электронами: более высокая скорость распространения означает больший объём переносимой в единицу времени информации, отсутствие взаимодействия между фотонами и меньшая чувствительность к различного рода взаимодействиям приводит к уменьшению диссипации. Кроме того, фотоны имеют дополнительную спиновую степень свободы, позволяющую рассматривать их как кубиты и использовать в квантовых вычислительных процессах имеющих экспоненциально большую скорость вычисления по сравнению с классическими алгоритмами. В связи с этим, актуальным направлением является изучение оптических свойств низкоразмерных структур, эффективно изменяющих состояние электромагнитного поля.

Одной из таких структур является полупроводниковый микрорезонатор (МР) [1]. В активной области МР между двумя диэлектрическими брэгговскими зеркалами, состоящими из последовательного набора пар слоёв с оптической толщиной $\lambda/4$ и разными показателями преломления реализуется пространственное ограничение электромагнитного поля, которое ведёт к высокой частотной и пространственной концентрации световой энергии в собственной моде резонатора. Если поместить КЯ в пучности электромагнитного поля в активной области резонатора так, чтобы частота собственной фотонной моды МР была близка к частоте экситонного перехода, то можно достичь режима сильной связи между фотоном в МР и экситоном в КЯ, когда образуются новые собственные состояния МР - смешанные экситон-фотонные состояния, называемые экситонными поляритонами [1,2]. В отличие

от объёмных полупроводников, для МР с КЯ характерна существенно большая энергия экситон-фотонного взаимодействия (до 50 мэВ в GaN структурах) [3].

Сильное экситон-фотонное взаимодействие приводит к расталкиванию дисперсионных кривых исходных частиц, в результате экситонный поляритон имеет две непересекающиеся дисперсионные ветки: нижнюю и верхнюю поляритонные ветки (НПВ и ВПВ) [1]. Вблизи дна НПВ закон дисперсии поляритона может рассматриваться как квадратичный с очень малой эффективной массой $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ массы электрона. Засчёт очень малой плотности поляритонных состояний вблизи дна НПВ при определённых условиях фотовозбуждения можно реализовать макрозаполнение поляритонных состояний вблизи дна НПВ при небольшой плотности фотовозбуждённых носителей, когда расстояние между экситонами существенно больше размера экситонного состояния и поляритоны являются хорошо определёнными квазичастицами. Вследствие бозонной природы поляритонов, при факторах заполнения состояний больших единицы, в данные состояния должно развиваться стимулированное рассеяние и конденсация поляритонов [4].

Впервые подобное рассеяние наблюдалось в экспериментах «накачка-зондирование» при импульсной лазерной накачке МР [5]. Было найдено, что резонансное возбуждение импульсом накачки поляритонных состояний в области точки перегиба НПВ с энергией $E_{LP}(\mathbf{k}_p \approx \mathbf{k}_{inf})$ приводит к усилению интенсивности пробного импульса с $\mathbf{k}_s \approx 0$ на энергии $E_{LP}(\mathbf{k} \approx 0)$. Эффект усиления объяснялся параметрическим поляритон-поляритонным рассеянием двух поляритонов из состояния с $E_{LP}(\mathbf{k}_p)$ в “сигнальное” ($E_{LP}(\mathbf{k}_s \approx 0)$) и “холостое” ($E_{LP}(\mathbf{k}_i \approx 2\mathbf{k}_p)$) состояния и рассматривался в рамках стандартной модели четырёхволнового смешивания.

Однако в дальнейших исследованиях [6] выяснилось, что процесс поляритон-поляритонного рассеяния обладает рядом особенностей. В частности, при вариации, например, частоты накачки, квазиимпульсы “сигнального” и “холостого” поляритонных состояний остаются прежними ($\mathbf{k}_s \approx 0$ и $\mathbf{k}_i \approx 2\mathbf{k}_p$), что противоречит предсказаниям стандартной модели четырёхволнового смешивания. В работах [7] была предложена квазиклассическая модель, согласно которой развитие процесса стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния (СППР) является результатом конкуренции двух неустойчивостей возбуждаемой моды: собственной неустойчивости относительно внешней накачки и параметрической неустойчивости относительно поляритон-поляритонного рассеяния. Эта модель требовала экспериментальной проверки.

Целью настоящей диссертационной работы является экспериментальное исследование природы СППР в планарных полупроводниковых МР и изучение влияния на развитие данного процесса дополнительных каналов рассеяния поляритонов.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Посредством исследования кинетики возбуждаемой НП моды и распределения поляритонной плотности по НПВ изучен процесс развития СППР в плоских GaAs МР с InGaAs/GaAs КЯ в активной области в условиях резонансного фотовозбуждения вблизи точки перегиба НПВ. Показано, что ключевую роль в развитии СППР играет конкуренция двух нестабильностей накачиваемой моды, возникающих вследствие контактного НП-НП взаимодействия: сначала развивается собственная неустойчивость, обусловленная нелинейностью возбуждаемого поляритонного осциллятора, которая переводит систему НП в область сильной параметрической нестабильности относительно поляритон-поляритонного рассеяния. Развитие последней приводит к заполнению широких областей k -пространства вблизи НП состояний с $k = 0$ и $k = 2k_p$, а затем в течении 100-200 пс распределение поляритонов в k -пространстве сильно сужается в результате процессов самоорганизации в плотной НП системе и формируются макрозаполненные НП состояния “сигнала” с $k \approx 0$ и “холостого” сигнала с $k \approx 2k_p$.
2. Найдено, что широко используемая в литературе модель трех-модового поляритонного ОПО [1] не достаточна для описания эволюции сигнала СППР из $k=0$ при резонансном фотовозбуждении МР выше точки перегиба НПВ. Качественное описание динамики развития СППР достигается в рамках модели когерентного многомодового ОПО [7], учитывающей парные межмодовые взаимодействия поляритонов на НПВ.
3. Исследовано влияние дополнительных механизмов рассеяния поляритонов на развитие СППР при резонансном фотовозбуждении выше точки перегиба НПВ. Обнаружено, что межзонная подсветка оказывает сильное влияние на динамику СППР: подсветка с плотностью мощности $\sim 0,1\%$ от резонансной приводит к понижению пороговой плотности для возникновения стимулированного рассеяния, превышающему 15%. Показано, что эффект связан с изменением резонансной энергии накачиваемой НП моды в результате увеличения концентрации долгоживущих экситоноподобных поляритонов, образующихся в результате рассеяния резонансно возбуждаемых поляритонов на фотовозбужденных свободных носителях.
4. Исследовано влияние спиновой анизотропии поляритон-поляритонного взаимодействия на развитие нестабильностей в возбуждаемой моде при резонансном фотовозбуждении вблизи точки перегиба НПВ. Найдено, что при линейно-поляризованном возбуждении МР динамика развития неустойчивостей в возбуждаемой моде не отличается от наблюдаемой для скалярной бесспиновой системы поляритонов, реализуемой при возбуждении МР циркулярно-поляризованным светом. При этом, поляризация в возбуждаемой

моды сохраняет поляризационное состояние накачки, т.е. отклик внутреннего поля не демонстрируют поляризационной мультистабильности, ожидаемой в рамках когерентной многомодовой модели ОПО [7,8]. Не обнаружено также ожидаемого в рамках этой модели увеличения порога развития СППР при переходе от циркулярно к линейно-поляризованному возбуждению [8].

5. Установлено, что для описания динамики накачиваемой моды и сигнала СППР в спинорной НП системе необходимо включить в рассмотрение взаимодействие поляритонов с резервуаром долгоживущих оптически неактивных экситонов. Моделирование кинетики СППР в рамках модели многомодового ОПО [7], дополненной взаимодействием с экситонным резервуаром [9,А6] показало, что предложенная модель качественно описывает эволюцию накачиваемой моды и сигнала СППР при линейном и эллиптически поляризованном возбуждении, включая отсутствие поляризационной мультистабильности при линейно-поляризованном возбуждении и наблюдаемые поляризационные неустойчивости при эллиптически поляризованном возбуждении.

Научная ценность работы заключается в том, в ней впервые исследована динамика развития СППР с высоким временным разрешением в условиях импульсного квазистационарного возбуждения МР в область точки перегиба НПВ. Выявлены и изучены механизмы образования макрозаполненных состояний ОПО и влияние на динамику СППР взаимодействия поляритонов со свободными носителями и экситонным резервуаром. Исследованы поляризационные нестабильности в спинорной поляритонной системе. На основании полученных в работе экспериментальных результатов, усовершенствована теоретическая модель когерентного многомодового ОПО для описания СППР в скалярной поляритонной системе [7]. В уравнения модели включено взаимодействие поляритонов с некогерентным экситонным резервуаром [9,А6] и она обобщена на случай спинорной поляритонной системы.

Практическая ценность работы заключается в том, что исследование, с одной стороны, позволило решить ряд проблем физики нелинейных многочастичных систем. Кроме того, высокая эффективность преобразования в условиях СППР и поляризационная мультистабильность в спинорной поляритонной системе позволяют надеяться на использовании данной системы в сверхбыстрых преобразователях частоты, в спинтронике для создания, например, спиновой логической ячейки или для создания спин-зависимых оптоэлектронных устройств [10].

Апробация работы.

Результаты работы докладывались на семинарах ЛНЭП и ученом совете ИФТТ РАН, VIII и IX Российской конференции по физике полупроводников (2007 г. и 2009 г.), международном симпозиуме “Nanostructures: Physics and

Technology” (2007 г. и 2010 г.), международных конференциях “Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures” (2008 г. и 2009 г.), “Optics of Excitons in Confined Systems” (2009 г.).

Публикации.

Основные результаты диссертационной работы отражены в 6 статьях, список которых приведён в конце автореферата.

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

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка публикаций по материалам диссертации и списка литературы. Общий объём диссертации составляет _____, включая _____ рисунков и список литературы из _____ наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цели работы и основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе диссертации дан обзор работ, посвященных изучению полупроводниковых микрорезонаторов и квазидвумерных экситонных поляритонов. Приведены основные результаты и выводы работ по экспериментальному и теоретическому исследованию стимулированного параметрического поляритон-поляритонного рассеяния. Рассмотрены работы, посвящённые исследованию влияния спиновой степени свободы поляритона на развитие СППР.

Во второй главе дано описание структуры образцов и экспериментальной техники, использованных в исследованиях, результаты которых составляют основу данной диссертационной работы.

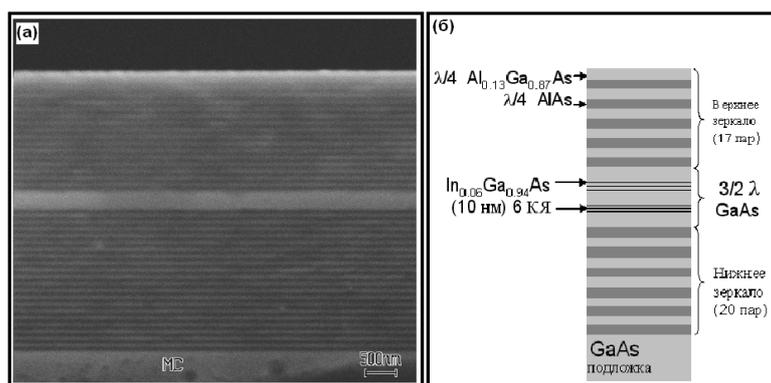


Рис. 1. (а) - снимок торцевой части МР, (б) - схема МР.

Исследуемый планарный полупроводниковый МР показан на рис.1. Брэгговские зеркала с коэффициентами отражения более 99,9% состоят из 17 и 20 пар $\lambda/4$ -слоев $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}/\text{AlAs}$ для верхнего и нижнего зеркала, соответственно (λ - длина волны в среде, на которую настроен МР). В активном

слое МР (слой GaAs толщиной $3/2\lambda$) в максимумы стоячей электромагнитной волны встроены 6 In_{0.06}Ga_{0.94}As КЯ толщиной 10 нм. Активный слой МР имеет форму клина, что позволяет для разных точек образца добиться различного рассогласования экситонной и фотонной мод и, соответственно, разной глубины поляритонной ветви. Величина Раби-расщепления составляет $\Omega \approx 6$ мэВ. В экспериментах исследовано поведение системы поляритонов в областях МР с рассогласованием экситонной и фотонной моды от -1.5 до -2 мэВ.

Образец был помещен в оптический криостат при температуре 7 К и возбуждался лазерными импульсами (в контролируемом поляризованном состоянии) с длительностью ~ 1 нс, спектральной шириной линии 0.8 мэВ, частотой повторения импульсов 5 кГц. Возбуждение МР осуществлялось под углом 14° относительно нормали к плоскости микрорезонатора, что обеспечивает возбуждение НП системы вблизи точки перегиба НПВ ($|\mathbf{k}_p| = 1.8 \text{ мкм}^{-1}$). Регистрация сигнала производилась с помощью стрик-камеры или ПЗС-камеры. При этом достигалось: временное разрешение - 70 пс, спектральное разрешение - 0.2 мэВ, разрешение в \mathbf{k} -пространстве - 0.05 мкм^{-1} .

Сохранение планарной компоненты волнового вектора на границе “вакуум-микрорезонатор” позволяет измерять распределение поляритонной плотности в \mathbf{k} -пространстве, варьируя угол детектирования относительно нормали к плоскости МР. Из закона сохранения планарной компоненты волнового вектора

следует, что $k_{//} = \frac{\omega}{c} \sin(\theta_{\text{det}})$. Таким образом, измерение угловой зависимости интенсивности фотолюминесценции из МР позволяет получить картину распределения заполнения поляритонных мод на НПВ. Плотность поляритонов в возбуждаемой моде определилась из измерений сигнала пропускания лазерного импульса через МР.

Для исследования влияния дополнительных механизмов рассеяния поляритонов на динамику стимулированного рассеяния, МР дополнительно возбуждался непрерывным HeNe лазером. Дополнительное надзонное возбуждение приводило к рождению в активном слое МР неравновесных свободных носителей, фононов и экситонов в КЯ. Отметим, что пиковая мощность надзонного возбуждения была более чем на три порядка слабее резонансной импульсной накачки, поэтому она не давала вклада в начальное заполнение поляритонных состояний НПВ. Луч резонансного возбуждения и дополнительной подсветки фокусировались на образец в область диаметром 100 мкм.

В третьей главе представлено детальное исследование кинетики возбуждаемой НП моды и распределения поляритонной плотности в импульсном пространстве в условиях квазирезонансного фотовозбуждения МР в области точки перегиба НПВ циркулярно-поляризованным светом. Приводится сравнение экспериментальных результатов с теоретической моделью [7].

В первом параграфе главы 3 рассмотрена модель многомодового поляритонного ОПО, предложенная для описания СППР, основанная на

решении системы уравнений для внутреннего электрического поля $E_{QW}(\mathbf{k}, t)$ на КЯ и экситонной поляризации $P(\mathbf{k}, t)$, усреднённой по ширине КЯ [7].

Результаты расчёта для наносекундного импульса возбуждения с положительной расстройкой по энергии относительно резонанса с НПВ представлены на рис.2. В распределении электрического поля на КЯ в пространстве (E, k) имеется два интенсивных пика: в $k_S \approx 0$ и $k_I \approx 2k_p$ (рис.2a). Внутреннее поле, $E_{QW}(k_p, t)$, возбуждаемой НП моды в некоторый момент испытывает резкий скачок, а затем, практически моментально, резкий спад (рис.2c). Наличие скачка поля $E_{QW}(k_p, t)$ обусловлено собственной неустойчивостью возбуждаемой НП моды относительно внешнего оптического возбуждения (бистабильное поведение), вследствие отталкивательного внутримодового поляритонного взаимодействия.

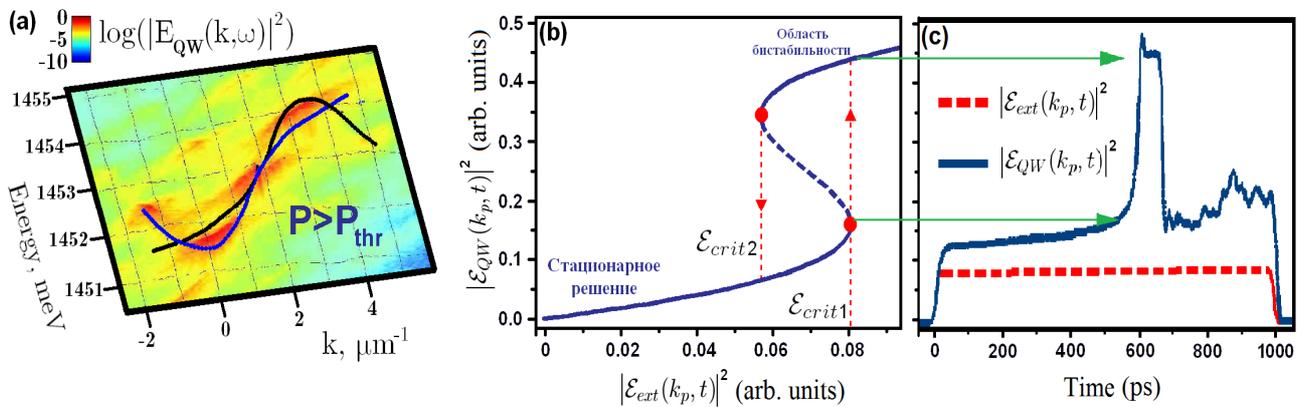


Рис.2 (a) - распределение электрического поля на КЯ в пространстве (E, k) при оптическом возбуждении МР в область точки перегиба НПВ выше порога стимулированного НП-НП рассеяния наносекундным импульсом, (b) - S-образный отклик возбуждаемой НП моды на внешнее возбуждение в одномодовом приближении и (c) - временная динамика электрического поля в возбуждаемой НП моде.

Анализ решений в рамках многомодовой модели, учитывающей парные взаимодействия между всеми модами НПВ, показал, что после бистабильного перехода новое состояние поляритонной системы оказывается неустойчивым относительно поляритон-поляритонного рассеяния. Поэтому скачок величины $|E_{QW}(k_p, t)|^2$, пропорциональной числу заполнения возбуждаемой моды, сменяется её резким спадом вследствие рассеяния поляритонов, в основном, в области \mathbf{k} -пространства вблизи состояний с $k_S \approx 0$ и $k_I \approx 2k_p$. Дальнейшее формирование сигнала СППР в $k_S \approx 0$ и $k_I \approx 2k_p$ является результатом коллективных процессов в НП системе, в ходе которых происходит перераспределение поляритонной плотности в \mathbf{k} -пространстве.

Во втором и третьем параграфах главы 3 представлены экспериментальные результаты исследования кинетики возбуждаемой НП моды и формирования макрозаполненных состояний с $k_S \approx 0$ и $k_I \approx 2k_p$ при квазирезонансном

возбуждении МР циркулярно-поляризованными наносекундными лазерными импульсами.

Прямая информация о поведении внутреннего поля в возбуждаемой НП моде может быть получена из измерения сигнала пропускания импульсов накачки через МР. Поскольку активный слой МР отделен от детектора одним брэгговским зеркалом, не обладающим оптической нелинейностью или спектральной избирательностью в области частоты сигнала, интенсивность пропускания $I_{tr}(t)$ пропорциональна квадрату амплитуды внутреннего электрического поля на квантовой яме: $I_{tr}(t) \sim |E_{QW}(k_p, t)|^2$.

На рис.3а представлена эволюция интенсивности сигнала пропускания через МР, записанная при различных мощностях накачки в диапазоне от 10.7 до 17.3 кВт/см², а также временной профиль лазерного возбуждения, обозначенный как "Pump". Сигнал пропускания $I_{tr}(t)$ при достаточно слабом возбуждении $P = 10.7$ кВт/см² подобен профилю накачки $I_{ext}(t) \sim |E_{ext}(k_p, t)|^2$.

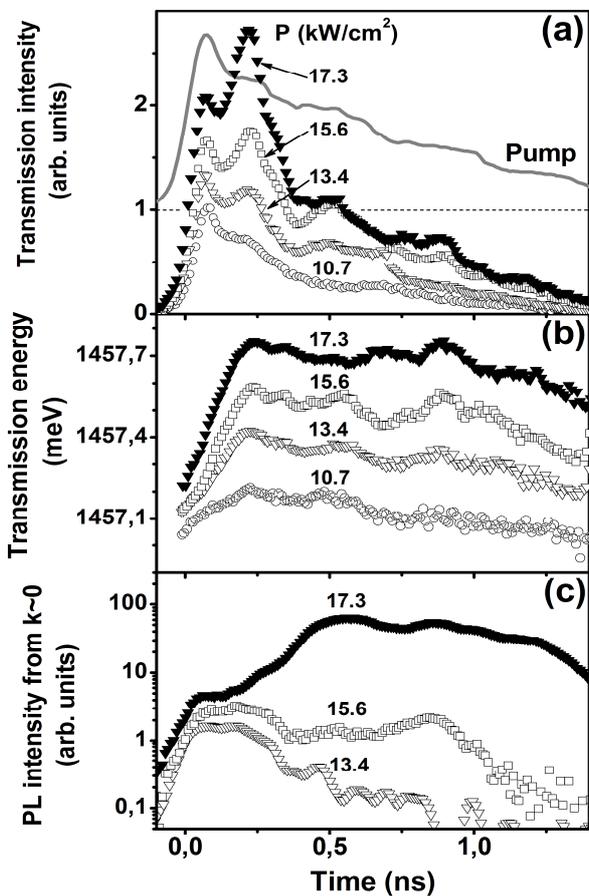


Рис.3 Временные зависимости (a) – интенсивности сигнала пропускания; (b) – спектрального положения сигнала пропускания; (c) – интенсивности фотолюминесценции из НП состояния с $k = 0$, построенные для нескольких плотностей возбуждения до и после порога СППР, $P_{thr} \approx 15$ кВт/см².

Такое поведение типично для нелинейного осциллятора при амплитуде возбуждения ниже порога E_{crit1} . Ситуация качественно меняется при увеличении плотности возбуждения до 13.4 кВт/см². Теперь, во временном интервале $t = 0.15 \div 0.25$ нс, сигнал пропускания демонстрирует резкий пик, возникающий при спадающей амплитуде внешнего возбуждения, его интенсивность растёт сверхлинейно с увеличением плотности накачки. Резкое увеличение $|E_{QW}(k_p, t)|^2$ при $t \sim 0.2$ нс, появляющееся при высоких плотностях накачки, говорит о бистабильном переходе в возбуждаемой поляритонной моде.

Наблюдаемая временная динамика внутреннего поля $|E_{QW}(k_p, t)|^2$ имеет несколько особенностей, отличающих её от динамики, предполагаемой в одномодовом приближении (когда рассматривается система взаимодействующих НП моды и фотонной моды накачки и отклик возбуждаемой НП моды задаётся S-образной кривой (рис.2b)). Во-первых, резкий рост интенсивности пропускания, отвечающий бистабильному переходу,

происходит в области убывания интенсивности накачки. Во-вторых, новое состояние возбуждаемой НП моды оказывается неустойчивым и рост внутреннего поля сменяется его быстрым спадом в интервале $t = 0.25 \div 0.4$ нс. В-третьих, временная динамика уровня энергии накачиваемой НП моды (рис.3b) заметно отличается как от профиля импульса накачки, так и от профиля сигнала пропускания. Так, резкий спад интенсивности пропускания не сопровождается заметным изменением спектрального положения возбуждаемой моды: энергия НП моды вплоть до $t \approx 1$ нс, сохраняет положение резонанса с энергией кванта накачки $\hbar\omega_p = 1457.6$ мэВ.

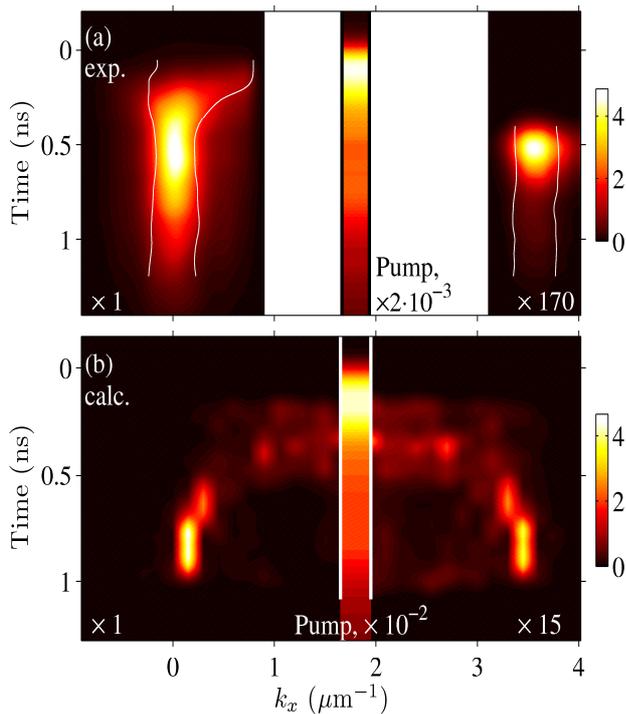


Рис.4 (a) – экспериментально измеренная и (b) – рассчитанная с помощью модели [7] временная динамика распределения плотности НП в k_x направлении при $k_y = 0$ и возбуждении МР с плотностью $P = 17.3$ кВт/см². На рис.4а тонкой белой линией показана эволюция полуширины распределения НП в k_x направлении.

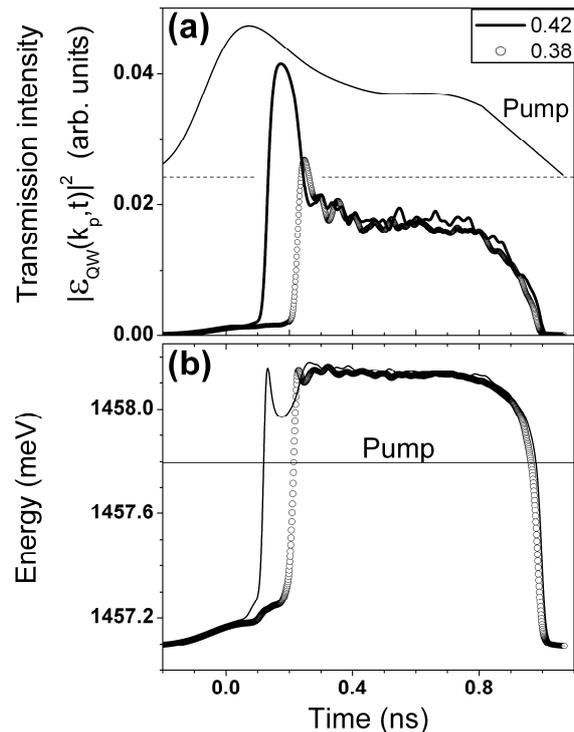


Рис.5 Временные зависимости (a) – внутреннего электрического поля и (b) – энергии НП уровня в возбуждаемой моде, рассчитанные с использованием модели [7]. Возбуждение МР осуществлялось импульсом, обозначенным как “Pump”, при двух величинах относительной плотности накачки: $P = 0.38$ (слегка выше порога) и $P = 0.42$ (на 10% выше порога).

Сдвиг бистабильного перехода на ниспадающую ветвь накачки возникает вследствие зависимости величина $|E_{QW}(k_p, t)|^2$ как от внешнего поля $I_{ext}(t)$, так и от величины расстройки частот накачки и НП моды с $k = k_p$, $\Delta_{LP}^{pump}(t) = \hbar\omega_p - E_{LP}(k_p, t)$. В свою очередь, расстройка $\Delta_{LP}^{pump}(t)$ зависит как от заполнения накачиваемой НП моды, так и от заполнения поляритонных мод на других \mathbf{k} . В области уменьшения интенсивности накачки ($t = 0.1 \div 0.2$ нс)

критическое внутреннее поле бистабильного перехода достигается благодаря сдвигу уровня энергии накачиваемой моды ближе к резонансу с накачкой.

Развитие собственной неустойчивости в возбуждаемой моде сопровождается переходом одночастичной энергии моды в область резонанса с уровнем энергии накачки и резким ростом величины $|E_{QW}(k_p)|^2$. Новое состояние НП системы оказывается неустойчивым и быстрый спад $|E_{QW}(k_p)|^2$ сопровождается эффективным заполнением НП состояний вблизи дна НП зоны ($k_s = 0$) (рис.3а и с). В системе развивается параметрическая нестабильность относительно поляритон-поляритонного взаимодействия. При этом энергия возбуждаемой моды длительное время находится в области резонанса с энергией накачки благодаря возникающей в системе положительной обратной связи, когда уменьшение интенсивности накачки приводит к уменьшению рассогласования $\Delta_{LP}^{pump}(t)$, что, в свою очередь, ведёт к увеличению коэффициента заполнения возбуждаемой НП моды и стабилизации уровня энергии накачиваемого НП состояния.

Процесс рассеяния поляритонов наглядно визуализируется при исследовании временной динамики распределения поляритонной плотности по НПВ (в \mathbf{k} -пространстве). Результаты изучения показаны на рис.4. Как видно на рисунке, спад сигнала пропускания (рис.3а) сопровождается интенсивным заполнением широкой области НП состояний вблизи дна НП зоны. С течением времени полуширина распределения НП в \mathbf{k} -пространстве сужается и заполнение НП состояний с $k_s \approx 0$ и $k_l \approx 2k_p$ лавинообразно растёт за счёт стимуляции процесса поляритон-поляритонного рассеяния $|k_p\rangle \otimes |k_p\rangle \rightarrow |k_s \approx 0\rangle \otimes |k_s \approx 2k_p\rangle$.

В четвёртом параграфе главы 3 приводится сравнение экспериментальных результатов с результатами численного моделирования кинетики развития СППР в рамках модели многомодового поляритонного ОПО [7]. Результаты моделирования с реальными параметрами МР структуры приведены на рис.4б и рис.5. Модель хорошо воспроизводит сдвиг развития собственной неустойчивости возбуждаемой НП моды в область, где интенсивность импульса возбуждения уже уменьшается (рис.5). Далее, возрастание величины $|E_{QW}(k_p)|^2$ сменяется быстрым спадом вследствие развития в системе нестабильности относительно поляритон-поляритонного рассеяния. С увеличением мощности возбуждения амплитуда скачка внутреннего поля растёт. При этом, в согласии с экспериментом, резонансная частота накачиваемой моды переходит в область чуть выше частоты накачки и находится там длительное время.

Моделирование кинетики распределения поляритонной плотности в \mathbf{k} -пространстве (рис. 4б) также качественно воспроизводит основные особенности измеренной кинетики углового распределения излучения из МР, $I(k,t)$ (рис.4а): заполнение широкой области НП состояний вблизи $\mathbf{k} = 0$ коррелирует с резким уменьшением амплитуды внутреннего поля, и распределение плотности

поляритонов в импульсном пространстве заметно сужается с течением времени, максимумы распределения смещаются в НП состояния с $k_s \approx 0$ и $k_l \approx 2k_p$. Заполнение этих состояний возрастает сверхлинейно и достигает максимума, когда интенсивность импульса накачки уменьшается почти в 3 раза.

Однако рассматриваемая модель не дает количественного описания экспериментальных результатов. Одной из основных причин является пренебрежение в модели процессами некогерентного рассеяния поляритонов. Роль этих механизмов обсуждается в следующей главе.

В четвертой главе выясняется влияние на развитие СППР дополнительных каналов рассеяния поляритонов.

Во введении к главе 4 рассматривается эффективность различных процессов рассеяния при релаксации поляритонов на дно НПВ.

Энергетическая релаксация поляритонов осуществляется за счёт нескольких механизмов рассеяния: поляритон-поляритонного, фонон-поляритонного и электрон-поляритонного [1]. При низкой плотности возбуждения, когда межчастичное взаимодействие пренебрежимо мало, основную роль в релаксации поляритонов играет фонон-поляритонное рассеяние [11,12]. Однако из-за большего времени рассеяния поляритонов на фонах по сравнению с их временем жизни заполнение состояний в области дна НПВ оказывается на несколько порядков меньше, чем при больших k (эффект “узкого бутылочного горла” в релаксации поляритонов) [13]. Рассеяние поляритонов на свободных носителях является намного более эффективным и, уже при не очень высоких концентрациях электронов, может приводить к заметному подавлению эффекта “узкого бутылочного горла” [12,14].

Во втором параграфе представлены результаты изучения влияния электрон-поляритонного взаимодействия на развитие процесса СППР с

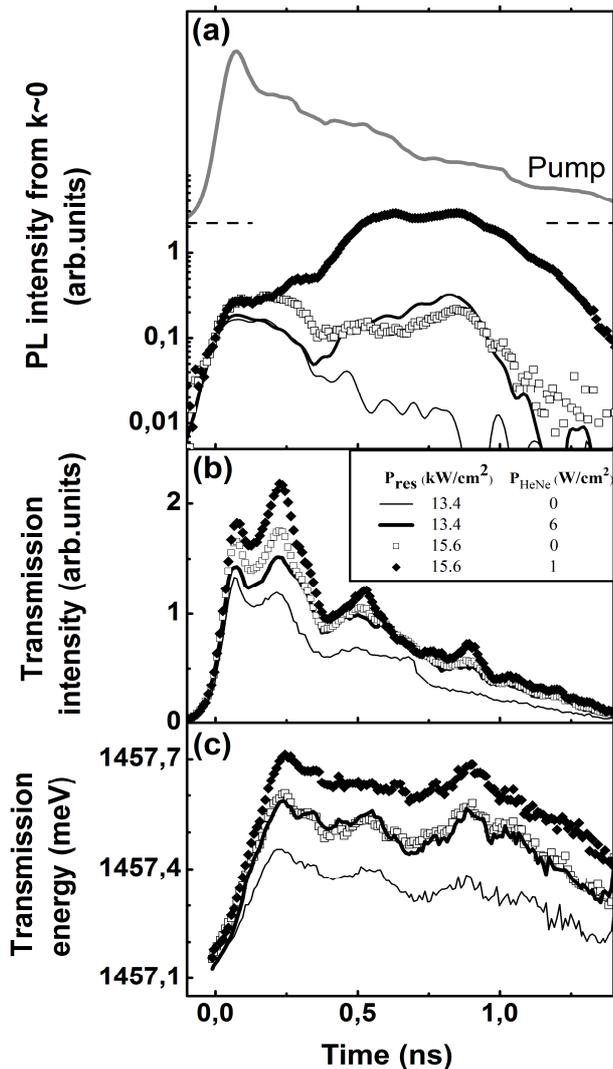


Рис.6 Временные зависимости (a) – интегральной интенсивности излучения НП состояния с $k = 0$, $I_S(t)$; (b) – сигнала пропускания, $I_T(t)$; (c) – его спектрального положения, $E_T(t)$, при двух плотностях возбуждения P_{res} в области порога СППР без и с подсветкой HeNe лазером. Импульс накачки обозначен как “Pump”.

использованием одновременного нерезонансного фотовозбуждения МР HeNe лазером и резонансного возбуждения Ti:Sa лазером.

При возбуждении МР только HeNe лазером, интенсивность излучения поляритонов пренебрежимо мала, она примерно на 3 порядка меньше излучения, возбуждаемого резонансно. Тем не менее, как показано на рис.6, подсветка HeNe лазером приводит к значительному усилению сигнала СППР, причем влияние подсветки нарастает со временем. При $P_{res} = 15.6$ кВт/см² дополнительное возбуждение $P_{HeNe} = 1$ Вт/см² приводит к увеличению сигнала СППР более, чем в 15 раз.

На рис.6b видно, что подсветка HeNe лазером приводит к монотонному увеличению I_{tr} вплоть до момента скачка внутреннего оптического поля в возбуждаемой НП моде. Исследование кинетики спектров пропускания показали, что межзонная подсветка приводит к дополнительному “синему” сдвигу уровня энергии накачиваемой моды $\delta E_{tr}(t)$, монотонно нарастающему от нуля в начале импульса до ≈ 0.15 мэВ при $t = 0.25$ нс, когда внутреннее поле $|E_{QW}(k_p, t)|^2$ достигает максимума, далее величина сдвига изменяется слабо (рис.6с). Уменьшение расстройки $\Delta_{LP}^{pump} = \hbar\omega_p - E_{LP}(k_p)$, обусловленное этим сдвигом, приводит к наблюдаемому на рис.6b росту $|E_{QW}(k_p)|^2$ при фиксированном внешнем поле и, в конечном счете, к понижению порога, P_{thr} , развития СППР.

Значительное увеличение $\delta E_{tr}(t)$ при относительно небольшой подсветке $P_{HeNe} \sim 10^{-3} P_{res}$ обусловлено рассеянием резонансно возбуждаемых короткоживущих (3-5 пс) НП с $k = k_p$ на электронах, возбужденных HeNe лазером, в экситоноподобные НП состояния с $k > 10^2$ мкм⁻¹ и с характерными временами жизни больше сотни пикосекунд [12]. В результате, происходит аккумуляция рассеянных поляритонов, обеспечивающая дополнительный фиолетовый сдвиг накачиваемой моды вследствие экситон-экситонного взаимодействия.

В пятой главе представлены результаты исследования поляризационных свойств накачиваемой НП моды и сигнала СППР при возбуждении МР линейно и эллиптически поляризованным светом. Обсуждается влияние спиновой анизотропии контактного межполяритонного взаимодействия на развитие неустойчивостей в возбуждаемой НП системе. Представлено сравнение экспериментальных результатов с модифицированной теоретической моделью [9, А6].

Во введении к главе 5 приведен обзор эффектов, возникающих в динамике возбуждаемой НП моды и сигнале СППР, при учёте спиновой степени свободы поляритонов. В работах [8] было предсказано, что спиновая анизотропия поляритон-поляритонного взаимодействия ($V_{++} > 0, V_{+-} < 0$ и $|V_{+-}/V_{++}| \approx 10^{-1}$, где $V_{++}(V_{+-})$ - матричный элемент взаимодействия поляритонов с одинаковыми (противоположными) проекциями полного момента [15,16]) может приводить к мультистабильности отклика поляритонной моды на внешнее возбуждение. На

рис.7 показаны ожидаемые зависимости отклика внутреннего поля накачиваемой моды на внешнее возбуждение, рассчитанные для возбуждения МР циркулярно и линейно-поляризованным светом. В первом случае (рис.7а) систему “поляритонная мода + накачка” в силу закона сохранения спина при поляритон-поляритонном рассеянии можно рассматривать в рамках скалярного приближения и, следовательно, функция $I_{int}(I_{ext})$ имеет вид S-образной кривой.

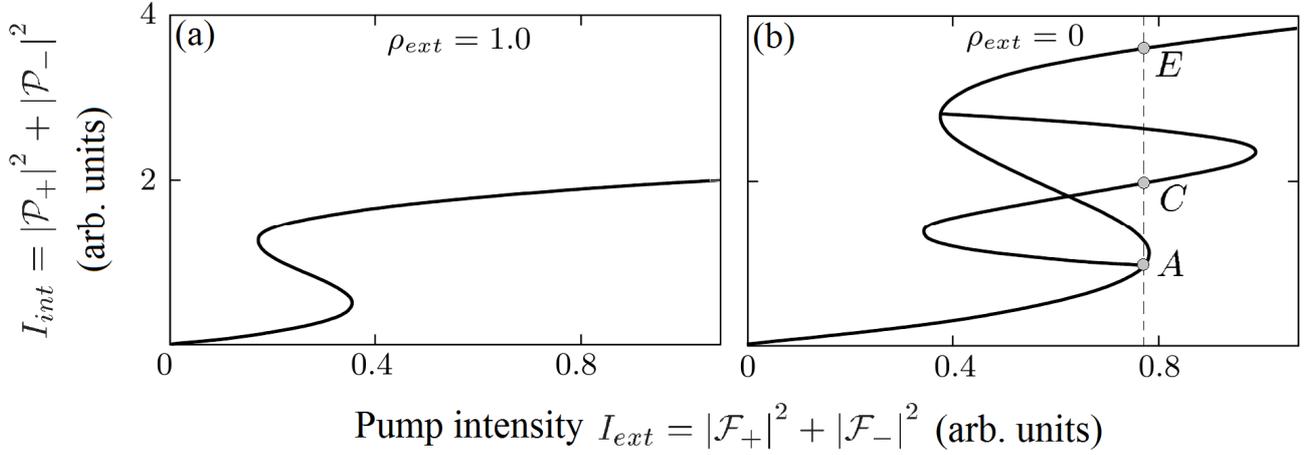


Рис.7. Зависимости отклика внутреннего поля накачиваемой моды на внешнее возбуждение $I_{int}(I_{ext})$. (a) - $\rho_{ext} = \frac{|F_+|^2 - |F_-|^2}{|F_+|^2 + |F_-|^2} = 1$ (циркулярно-поляризованное возбуждение); (b) - $\rho_{ext} = 0$ (линейно-поляризованное возбуждение). Графики взяты из работ [8].

При возбуждении МР линейно-поляризованным светом (рис.7b) функция отклика $I_{int}(I_{ext})$ имеет более сложную структуру: помимо стандартной S-образной кривой, в области неоднозначного отклика появляется кривая 8-образной формы, а критическая интенсивность накачки (точка А), при которой происходит бистабильный переход оказывается в 2 раза больше критической для случая возбуждения циркулярно-поляризованным светом, $I_{crit}^{lin} = 2 \times I_{crit}^{circ}$.

Анализ устойчивости решений показывает, что малые флуктуации возбуждения могут перевести состояние накачиваемой моды из точка А либо в точку С, где внутреннее поле приобретает сильную циркулярную поляризацию ($\rho_{int}^{circ} \approx \pm 0.7$), либо в точку Е, где внутреннее поле остается линейно-поляризованным ($\rho_{int}^{circ} = 0$) [8]. Однако расчёты, выполненные с учётом спин-анизотропного поляритонного взаимодействия демонстрируют, что при плавном изменении внешнего поля состояние возбуждаемой моды из критической точки А должно переходить в точку С.

Таким образом, теория [8] предсказывает, что вследствие слабого притягивающего межчастичного взаимодействия $V_{+-} < 0$, в области развития собственной неустойчивости накачиваемой моды, линейно-поляризованный отклик МР трансформируется в отклик, характеризующийся высокой степенью циркулярной поляризации. При этом, необходимая для развития управляющих СППР неустойчивостей интенсивность внешнего поля в случае линейно-

поляризованной накачки должна быть в два раза больше чем в случае циркулярно-поляризованной накачки.

Во втором параграфе главы 5 представлены результаты экспериментального исследования поляризационных эффектов в кинетике возбуждаемой НП моды и сигнале СППР при возбуждении МР линейно-поляризованным светом.

В выполненных измерениях кинетики поля на КЯ в возбуждаемой моде не было обнаружено поляризационной мультистабильности: возбуждаемая НП мода сохраняет линейную поляризацию накачки в течение всего импульса возбуждения (рис.8а).

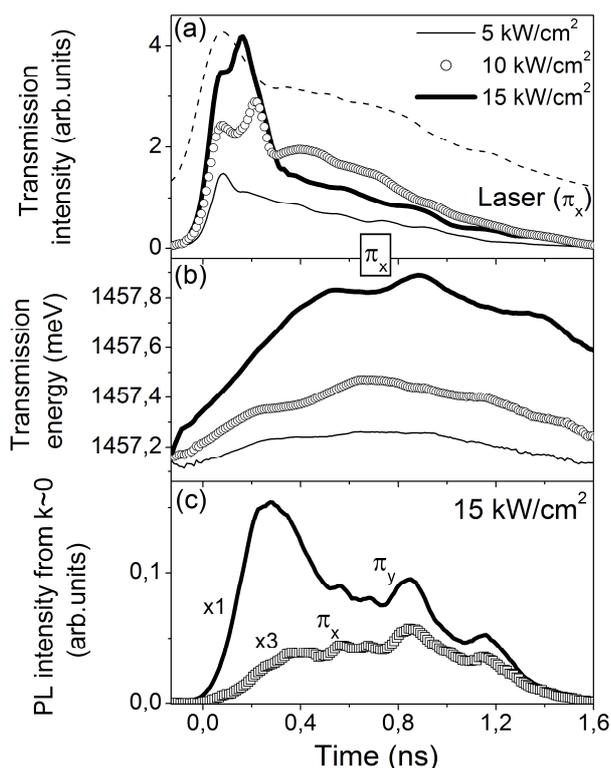


Рис.8 Временные зависимости (а) - интенсивности и (б) - спектрального положения π_x -компоненты сигнала пропускания. Пунктиром показан профиль π_x -поляризованного импульса накачки. На графике (с) показана эволюция интенсивности π_x и π_y -компоненты излучения из дна НПВ для мощности возбуждения $P = 15 \text{ кВт/см}^2$.

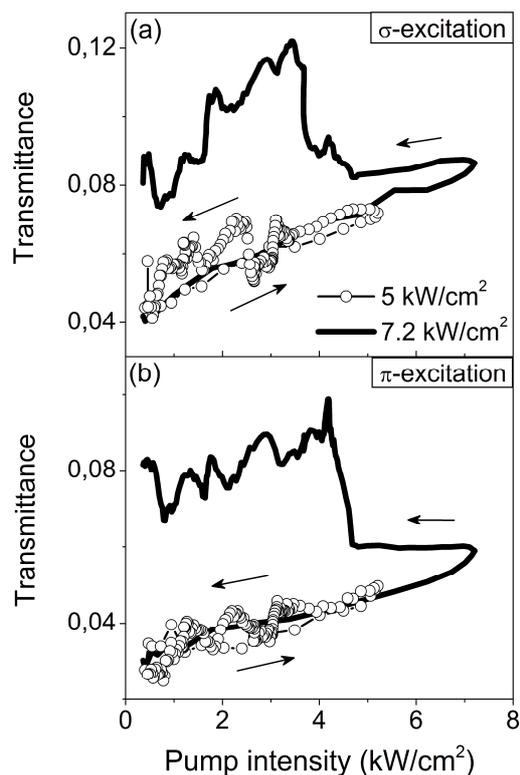


Рис.9 Зависимости коэффициента пропускания МР, I_{tr}/I_{ext} , от интенсивности накачки, полученные при возбуждении МР циркулярно (а) и линейно-поляризованным светом при $P = 5 \text{ кВт/см}^2$ и 7.2 кВт/см^2 .

При больших плотностях возбуждения динамика поля в накачиваемой моде подобна рассмотренной в главе 3 при циркулярно-поляризованном возбуждении МР (рис.8а). Развитие неустойчивостей в НП системе приводит к формированию СППР с лавинообразным заполнением дна НП зоны (рис.8с). Сигнал СППР линейно-поляризован, причём направление его линейной поляризации повернуто на 90^0 относительно направления поляризации накачки,

что объясняется притягательным характером взаимодействия между поляритонами с антипараллельными проекциями полного момента ($V_{+-} < 0$) [15,16]. С течением времени действия импульса накачки степень линейной поляризации сигнала постепенно уменьшается. В то же время, результаты эксперимента показывают, что пороговые для развития неустойчивостей мощности накачки при возбуждении МР линейно и циркулярно-поляризованным светом примерно совпадают (рис.9а и б). Таким образом, модель ОПО, учитывающая только парные взаимодействия поляритонов, оказывается недостаточной для описания динамики возбуждаемой спинорной НП системы.

Для объяснения особенностей развития СППР в спинорной НП системе, теоретическая модель была дополнена взаимодействием возбуждаемой НП моды с некогерентным резервуаром долгоживущих оптически неактивных экситонов [9,А6]. Анализ результатов моделирования в рамках расширенной модели показал, что включение в рассмотрение экситонного резервуара позволяет объяснить одновременное отсутствие поляризационной мультистабильности при линейно-поляризованной накачке МР и примерное равенство пороговых мощностей для развития неустойчивостей в возбуждаемой НП моде при накачке МР циркулярно и линейно-поляризованным светом.

В третьей части главы 5 представлены результаты изучения развития СППР при возбуждении МР эллиптически-поляризованным светом.

Исследование кинетики НП моды, возбуждаемой эллиптически поляризованным светом со степенью циркулярной поляризации, $\rho_c^p = 0.5$ показало, что в области развития собственной неустойчивости накачиваемой моды величина ρ_c сигнала пропускания сначала быстро растет, а затем, не достигнув единицы, резко уменьшается (рис.10б). В области роста ρ_c наблюдается быстрый рост резонансных частот поляритона в обеих σ -компонентах, при этом, рост энергии поляритона в доминирующей σ^+ -компоненте немного опережает рост в отстающей σ^- -компоненте (рис.10с). В рамках же модели [8], не учитывающей взаимодействие с экситонным резервуаром, ожидается, что энергия поляритона в доминирующей σ^+ -компоненте должна существенно превосходить энергию поляритона в σ^- -компоненте вплоть до бистабильного перехода в ней.

Расширенная модель поляритонного ОПО [9,А6], учитывающая взаимодействие с экситонным резервуаром, позволяет качественно объяснить измеренные зависимости.

Рассмотрим динамику спинорной НП системы при $P = 18$ кВт/см². В начале импульса возбуждения в доминирующей σ^+ -компоненте накачиваемой НП моды достигается критическое внутреннее поле бистабильного перехода. Интенсивность в ней резко возрастает, что приводит к росту ρ_c (рис.10б, $0 < t < 0.2$ нс), поскольку σ^- -компонента всё ещё находится на нижней ветке S-образной кривой. При этом скачкообразно возрастает резонансная частота

поляритона в σ^+ -поляризации. Так как вероятность рассеяния пропорциональна квадрату заполнения возбуждаемого состояния, то более быстрый рост заполнения σ^+ -компоненты ведет к резкому росту интенсивности σ^+ -компоненты сигнала из $\mathbf{k}=0$ и, следовательно, росту его степени циркулярной поляризации (рис.10d, $0 < t < 0.2$ нс).

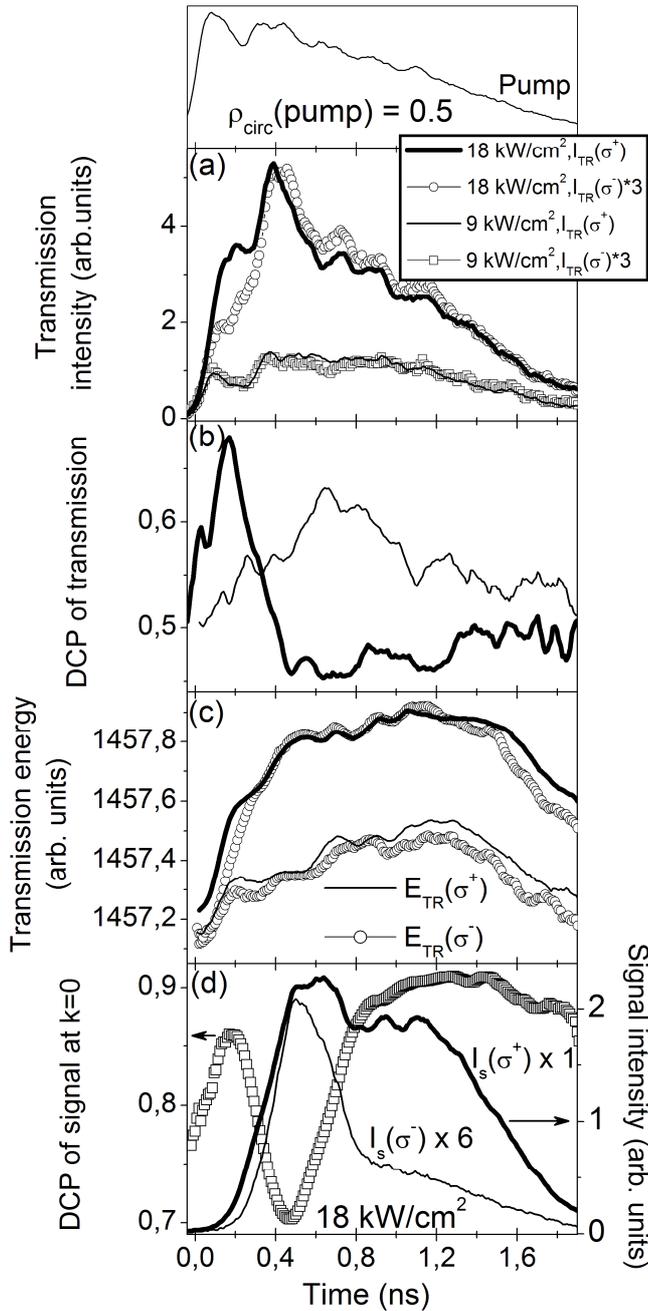


Рис.10 Зависимости (a) – интенсивности σ -компонент пропускания, (b) – степени циркулярной поляризации пропускания, (c) – энергий σ -компонент накачиваемого НП состояния при вариации мощности возбуждения и $\rho_c^p = 0.5$. На графике (d) показаны временные зависимости интенсивности σ -компонент сигнала СППР и его степени циркулярной поляризации при $P = 18$ кВт/см².

Одновременно, рассеяние поляритонов из накачиваемой моды ведет к росту интегральной населённости экситонного резервуара, где происходит быстрая деполяризация. Взаимодействие с деполяризованным экситонным резервуаром ведет к фиолетовому сдвигу энергии поляритона в σ^- -компоненте, приближающему её к частоте накачки и, в конечном итоге, к достижению в ней необходимого для бистабильного перехода критического внутреннего поля. Далее, внутреннее поле в σ^- -компоненте резко возрастает и степень циркулярной поляризации пропускания уменьшается (рис.10b, 0.2 нс $< t < 0.45$ нс). В процессе развития неустойчивости в σ^- -компоненте, энергия поляритона в этой поляризации быстро возрастает и в области уменьшения ρ_c сравнивается с энергией НП в доминирующей σ^+ -компоненте, при этом обе они находятся вблизи резонанса с накачкой (рис.10c). Наблюдаемое на рис.10c

временное отставание энергии поляритона в σ^- -компоненте от энергии поляритона в σ^+ -компоненте, составляющее ~ 100 пс, по сути является временем, необходимым для заполнения экситонного резервуара до величины, при которой благодаря дополнительному фиолетовому сдвигу резонансной частоты внутреннее поле в σ^- -компоненте достигает

критического значения для развития бистабильного перехода.

При достижении порога неустойчивости относительно поляритон-поляритонного рассеяния происходит лавинообразное заполнение состояний вблизи дна НПВ. На рис. 10 видно, что возрастание и уменьшение ρ_c сигнала из $\mathbf{k} = 0$ коррелирует с изменениями ρ_c в накачиваемой моде вплоть до $t \sim 0.5$ нс, причем, как и следовало ожидать для стимулированного процесса, ρ_c сигнала существенно больше величины ρ_c в накачиваемой моде. Далее, вследствие возникающей в σ^+ -подсистеме положительной обратной связи между накачкой и накачиваемой НП модой, сигнал стимулированного рассеяния в σ^+ -компоненте остаётся длительное время примерно постоянным. При этом, населённость дна σ^- -поляризованной НП зоны в интервале $0.5 \text{ нс} < t < 0.8 \text{ нс}$ быстро уменьшается, а при $t > 0.8 \text{ нс}$ уменьшается синхронно с уменьшением внутреннего поля в σ^- -компоненте возбуждаемой моды. Таким образом, в данной временной области относительный вклад населённости σ^- -компоненты в сигнал из $\mathbf{k} = 0$ уменьшается, а степень циркулярной поляризации быстро возрастает.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в работе.

1. Исследована динамика возбуждаемой НП моды и распределения поляритонной плотности по НПВ в плоских GaAs МР с InGaAs/GaAs КЯ в активной области в условиях резонансного фотовозбуждения вблизи точки перегиба НПВ. Обнаружено гистерезисное поведение зависимостей электрического поля на КЯ и резонансной энергии возбуждаемой НП моды от плотности внешней накачки. Найдено, что эти гистерезисные кривые отличаются друг от друга.
2. Показано, что развитие с ростом плотности возбуждения неустойчивости возбуждаемой моды, обусловленной нелинейностью поляритонного осциллятора, приводит к скачкообразному росту и E_{QW} и E_{LP} . При этом скачкообразный рост поля в возбуждаемой моде переводит НП систему в область сильной параметрической неустойчивости относительно межмодового рассеяния, развитие которой ведет к резкому уменьшению поля в этой моде из-за перераспределения возбуждаемых поляритонов в импульсном пространстве, однако слабо влияет на ее резонансную энергию, определяемую полной плотностью поляритонов. Найдено, что сначала, в результате параметрического рассеяния, заполняются широкие области \mathbf{k} -пространства вблизи $\mathbf{k} = 0$ и $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_p$, а затем в течении 100-200 пс распределение поляритонов в \mathbf{k} -пространстве сильно сужается в результате процессов самоорганизации в плотной НП системе и формируются макрозаполненные НП состояния сигнала с $\mathbf{k} \approx 0$ и холостого сигнала с $\mathbf{k} \approx 2\mathbf{k}_p$.
3. Найдено, что широко используемая в литературе теоретическая модель трех-модового поляритонного ОПО [1] не описывает динамику

сигнала СППР в $k=0$ при резонансном фотовозбуждении выше точки перегиба НПВ. Качественное описание динамики развития СППР было достигнуто в рамках модели когерентного многомодового ОПО [7], учитывающей парные межмодовые взаимодействия поляритонов на НПВ.

4. Обнаружено сильное влияние межзонной подсветки на динамику СППР в плоских GaAs МР при резонансном фотовозбуждении выше точки перегиба НПВ: подсветка с плотностью мощности $\sim 0,1\%$ от резонансной приводит к понижению пороговой плотности для возникновения стимулированного рассеяния, превышающему 15%. Показано, что эффект связан с изменением резонансной энергии накачиваемой моды в результате увеличения концентрации долгоживущих экситоноподобных поляритонов, образующихся в результате рассеяния резонансно возбуждаемых поляритонов на фотовозбужденных свободных носителях.
5. Исследовано влияние спиновой анизотропии поляритон-поляритонного взаимодействия на развитие нестабильностей в возбуждаемой моде при резонансном фотовозбуждении вблизи точки перегиба НПВ. Найдено, что при линейно-поляризованном возбуждении МР динамика развития неустойчивостей в возбуждаемой моде не отличается от наблюдаемой в скалярной бесспиновой системе поляритонов, реализуемой при возбуждении МР циркулярно-поляризованным светом. При этом, поляризация внутреннего поля в возбуждаемой моде сохраняет поляризационное состояние накачки, т.е. отклик внутреннего поля не демонстрируют поляризационной мультистабильности, ожидаемой в рамках когерентной многомодовой модели ОПО [8]. Не обнаружено также ожидаемого в рамках этой модели увеличения порога развития СППР при переходе от циркулярно к линейно-поляризованному возбуждению [8].
6. Исследована кинетика накачиваемой НП моды и сигнала СППР при возбуждении МР эллиптически поляризованным светом. Обнаружены поляризационные неустойчивости накачиваемой моды и сигнала СППР, обусловленные анизотропией спин-зависимого поляритон-поляритонного взаимодействия. Найдено, что эти неустойчивости не описываются ни моделью трехмодового ОПО, ни когерентной многомодовой моделью ОПО.
7. Показано, что для описания динамики накачиваемой моды и сигнала СППР в спиновой системе поляритонов необходимо включить в рассмотрение взаимодействие поляритонов с резервуаром долгоживущих экситонов. Проведено моделирование эволюция спиновой НП системы в рамках многомодовой модели ОПО [7], дополненной взаимодействием с экситонным резервуаром [9,А6] и показано, что предложенная модель удовлетворительно описывает эволюцию накачиваемой моды и сигнала СППР при линейном и

эллиптически поляризованном возбуждении, включая отсутствие поляризационной мультистабильности при линейно поляризованном возбуждении и все наблюдаемые поляризационные неустойчивости при эллиптически поляризованном возбуждении.

Список публикаций.

- [A1] M. N. Makhonin, A. A. Demenev, S. S. Gavrilov, V. D. Kulakovskii, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, “Stimulated parametric scattering of excitonic polaritons in planar GaAs microcavities: Distinctive feature of QW electric field”, *Solid State Communications*, **144 (9)**, p. 384-389, (2007).
- [A2] A. A. Demenev, A. A. Shchekin, A. V. Larionov, S. S. Gavrilov, V. D. Kulakovskii, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev, “Kinetics of Stimulated Polariton Scattering in Planar Microcavities: Evidence for a Dynamically Self-Organized Optical Parametric Oscillator”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 136401 (2008).
- [A3] A. A. Demenev, A. A. Shchekin, A. V. Larionov, S. S. Gavrilov, and V. D. Kulakovskii, “Dynamics of a driven lower polariton mode in resonantly excited planar GaAs microcavities”, *Phys. Rev. B* **79**, 165308 (2009).
- [A4] A. A. Demenev, A. A. Shchekin, A. V. Larionov, and V. D. Kulakovskii, “Effect of the Incoherent Scattering of Polaritons on the Dynamics of Stimulated Polariton-Polariton Scattering in GaAs Microcavities”, *JETP Letters*, **89(1)**, p. 35-40 (2009).
- [A5] A. A. Demenev, S. S. Gavrilov and V. D. Kulakovskii, “Kinetics of stimulated polariton scattering in planar GaAs microcavities resonantly excited with a linearly polarized light”, *Phys. Rev. B* **81**, 035328 (2010).
- [A6] S. S. Gavrilov, A. S. Brichkin, A. A. Demenev, A. A. Dorodnyy, S. I. Novikov, V. D. Kulakovskii, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, “Bistability and nonequilibrium transitions in the optically polarized system of cavity polaritons under nanosecond-long resonant excitation”, *Phys. Rev. B* **85**, 075319 (2012).

Список литературы.

- [1] Alexey Kavokin, Jeremy J. Baumberg, Guillaume Malpuech, and Fabrice P. Laussy. *Microcavities* (Oxford New York, 2007).
- [2] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3314 (1992).
- [3] S. Christopoulos *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 126405 (2007).
- [4] Hui Deng, Hartmut Haug, Yoshihisa Yamamoto, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1489 (2010).
- [5] 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).

- [6] V. D. Kulakovskii, A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, N. A. Gippius, M. S. Skolnick, J. S. Roberts, *Nanotechnology* **12**, 475 (2001).
- [7] N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, S3653 (2004); N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, D. N. Krizhanovskii, A. I. Tartakovskii, *Europhys. Lett.* **67**, 997 (2004); N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, *Phys. Stat. Sol. (c)* **2**, 744 (2005); С. С. Гаврилов, Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, В. Д. Кулаковский, *ЖЭТФ*, 131(5), 819 (2007).
- [8] N. A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov, S. S. Gavrilo, Yuri G. Rubo, A. V. Kavokin, S. G. Tikhodeev, and G. Malpuech, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 236401 (2007); С. С. Гаврилов, Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, В. Д. Кулаковский, *ЖЭТФ*, **137(5)**, 943 (2010).
- [9] D. Sarkar, S. S. Gavrilo, M. Sich, J. H. Quilter, R. A. Bradley, N. A. Gippius, K. Guda, V. D. Kulakovskii, M. S. Skolnick, and D. N. Krizhanovskii, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 216402 (2010).
- [10] T. C. H. Liew, I. A. Shelykh, G. Malpuech. *Polaritonic devices*, *Physica E* **43**, 1543 (2011).
- [11] G. Cassabois, A. L. C. Triques, F. Bogani, C. Delalande, Ph. Roussignol, C. Piermarocchi, *Phys. Rev. B* **61**, 1696 (2000).
- [12] G. Malpuech, A. Kavokin, A. Di Carlo, J. J. Baumberg, *Phys. Rev. B* **65**, 153310 (2002).
- [13] F. Tassone, C. Piermarocchi, V. Savona, A. Quattropani, P. Schwendimann, *Phys. Rev. B* **56**, 7554 (1997).
- [14] A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, G. Malpuech, M. Emam-Ismail, A. V. Chernenko, A. V. Kavokin, V. D. Kulakovskii, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, *Phys. Rev. B* **67**, 165302 (2003); P. G. Lagoudakis, M. D. Martin, J. J. Baumberg, A. Quarry, E. Cohen and L. N. Pfeiffer, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 206401 (2003); A. I. Tartakovskii *et al.*, *Phys. Rev. B* **62**, R2283 (2000).
- [15] P. Renucci, T. Amand, X. Marie, P. Senellart, J. Bloch, B. Sermage, K. V. Kavokin, *Phys. Rev. B* **72**, 075317 (2005).
- [16] A. Kavokin, P. Renucci, T. Amand, X. Marie, P. Senellart, J. Bloch and B. Sermage, *Phys. Stat. Sol (c)* **2**, p. 763-767 (2005).