

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

На правах рукописи

Махонин Максим Николаевич

**Поляритон-поляритонное
рассеяние в полупроводниковых микрорезонаторах**

**Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

**Научный руководитель:
профессор
доктор физико-математических наук
В.Д. Кулаковский**

Черноголовка 2006

Содержание.

ВВЕДЕНИЕ.	5
ГЛАВА 1. Литературный обзор.	12
Ч. 1.1. Экситонные поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах (МР).	12
§ 1.1.1. Дисперсия МР поляритонов.	12
§ 1.1.2. Энергетическая релаксация МР поляритонов.	16
Ч. 1.2. Поляритон-поляритонное рассеяние.	20
§ 1.2.1. Экспериментальные наблюдения стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния	20
§ 1.2.2. Теоретические модели для описания поляритон- поляритонного рассеяния.	23
Ч. 1.3. Спиновая релаксация поляритонов в полупроводниковом микрорезонаторе.	27
ГЛАВА 2. Образцы и экспериментальная техника.	40
§ 2.1. Описание образцов и методики получения.	40
§ 2.2. Экспериментальная установка для исследования параметри- ческого рассеяния поляритонов и четырехволнового смешения.	43
§ 2.3. Экспериментальная установка для исследования в режиме «накачка-зондирование».	45
ГЛАВА 3. Роль нестабильности экситонной поляризации в развитии стимулированного параметрического рассеяния поляритонов.	49
§ 3.1. Введение.	49

§ 3.2. Экспериментальное исследование поляризации на КЯ в активной области МР.	51
§ 3.3. Роль неустойчивости экситонной поляризации на КЯ в развитии стимулированного параметрического рассеяния поляритонов: сравнение с теорией.	58
ГЛАВА 4. Влияние некогерентных процессов рассеяния на поляритон-поляритонное рассеяние.	68
§ 4.1. Введение.	68
§ 4.2. Температурная зависимость порога стимулированного параметрического рассеяния в МР с разной глубиной НПВ.	70
§ 4.3. Влияние некогерентного рассеяния поляритонов на свободных электронах на стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние.	73
ГЛАВА 5. Поляризационные свойства экситон-поляритонной системы в магнитном поле. Квантовые биения.	80
§ 5.1. Введение.	80
§ 5.2. Спектры пропускания импульса зондирования через МР при разных поляризациях импульсов накачки и зондирования в нулевом магнитном поле.	81
5.2.1 <i>Поведение экситонной системы в образце без МР.</i>	81
5.2.2 <i>Спектры дифференциального пропускания МР поляритонов $\sigma^+\sigma^+$ и $\sigma^+\sigma^-$ геометриях. Когерентный и некогерентный сигналы.</i>	82
5.2.3 <i>Когерентный сигнал в спектре дифференциального пропускания МР в разных комбинациях линейной и циркулярной поляризаций.</i>	87

§ 5.3. Четырехуровневая модель для описания дифференциального поглощения в МР.	89
5.3.1 Циркулярная поляризация.	89
5.3.2 Линейная поляризация.	92
§ 5.4. Спектры пропускания в ХУ и УУ поляризациях в нулевом магнитном поле.	94
§ 5.5. Влияние магнитного поля на пропускание в МР. Квантовые биения.	97
5.5.1 Влияние резонансного возбуждения в точку перегиба НПВ на свойства системы в $k=0$.	97
5.5.2 Влияние резонансного возбуждения в точку перегиба НПВ на свойства системы в $k=-k_p$.	102
5.5.3 Влияние резонансного возбуждения в точку перегиба НПВ на свойства системы в $k=2k_p$.	104
§ 5.6. Расчет дифференциального пропускания и спектрального положения поляритонных мод. Сопоставление с экспериментальными результатами.	106
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.	114
Список литературы.	117

ВВЕДЕНИЕ.

Развитие оптической спектроскопии, равно как и технологические возможности создания низкоразмерных структур, явились движущим фактором в производстве и изучении полупроводниковых структур в нанометровой шкале. Требования к миниатюризации полупроводниковых приборов привели к возможной реализации структур достаточно малых размеров, пригодных для изучения квантово-механических эффектов. Одним из первых шагов на пути к квантовому «конфайменту» (пространственному ограничению) носителей было создание полупроводниковой квантовой ямы (КЯ) [1]. КЯ состоит из слоя полупроводника с размером, не превышающим несколько атомных слоев, окруженного с двух сторон слоями полупроводника с более высокой запрещенной зоной.

Пространственное ограничение движения носителей в КЯ привело к новым физическим процессам (таким, как квантовый эффект холла [2]) и созданию коммерческих приборов (таких, как лазеры [3]). С развитием технологии стало возможным изготовить структуры с квантовым ограничением по двум (квантовые провода) и трем осям (квантовые точки), которые являются интересными и перспективными как с точки зрения фундаментальных исследований, так и для применения в квантовой электронике.

Альтернативой электронам, как носителей 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 от нескольких мэВ до нескольких десятков мэВ. В области пересечения дисперсионных кривых фотонной и экситонной мод экситон-фотонное взаимодействие приводит к образованию смешанной механико-электромагнитной волны, называемой экситонным поляритоном [4]. Взаимодействие света и поляризации среды можно усилить, поместив КЯ в активном слое между двумя брегговскими зеркалами, т. е. внутри полупроводникового микрорезонатора (МР). Типичная структура МР показана на рис. 1.1 а). В случае, когда экситонный переход находится в резонансе с МР фотонной модой и спектральные ширины линий достаточно малы, сильное экситон-фотонное взаимодействие может приводить к образованию смешанных экситон-фотонных состояний, которые описываются в терминах квазидвумерных (или МР) поляритонов [5] (рис. 1.2). Величины экситон-фотонного взаимодействия в МР существенно больше, чем в объемном полупроводнике: они могут достигать несколько десятков мэВ. Особенностью МР поляритонов является также очень малая величина эффективной массы у поляритонных состояний. Как следствие, плотность состояний поляритонов вблизи дна зоны 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 $\nu > 1$, должны наблюдаться стимулированное поляритонное рассеяние и конденсация поляритонов [6].

Впервые такое рассеяние было обнаружено в экспериментах «накачка-зондирование» с использованием импульсной лазерной техники [7,8]. В этих работах было найдено усиление пробного луча, отраженного по нормали от МР на энергии поляритона E при нулевом квазиимпульсе k в плоскости МР, при подсветке лучом накачки в поляритонные состояния вблизи точки перегиба дисперсионной кривой, нижней поляритонной ветви (НПВ) $k=k_p$. Эффект усиления объяснялся параметрическим поляритонным рассеянием двух поляритонов из состояний с $E(k_p)$ в состояния $E(k \approx 0)$ и $E(2k_p)$. Параметрическое рассеяние стимулируется пробным лучом при подсветке в состояние $E(k \approx 0)$ за счет высокого фактора заполнения этих состояний.

При дальнейшем изучении процессов стимулированного рассеяния было найдено, что при вариации энергии и квазиимпульса возбуждения вблизи точки перегиба дисперсионной кривой стимулированное рассеяние всегда происходит в состояния с $k \approx 0$ и $2k_p$. Такое поведение противоречит предсказаниям обычной модели параметрического рассеяния [9,10] и требует более детального теоретического рассмотрения. Такое рассмотрение было предпринято в работах [11,12], в которых были выполнены расчеты временного поведения поляритонной системы при больших плотностях возбуждения. Выполненные расчеты показали, что в поляритонной системе развиваются сразу две нестабильности: бистабильность нелинейного осциллятора, вследствие наличия экситон-экситонного отталкивания, и нестабильности в результате взаимодействия между макрозаполненными модами. Результаты расчетов хорошо

описывают независимость спектрального положения «сигнальной» и «холостой» мод от частоты и квазиимпульса накачивающего импульса в некоторой окрестности точки перегиба на дисперсионной поляритонной ветви, однако описать поведение пороговой плотности для стимулированного параметрического рассеяния с температурой пока не удается.

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 [13]. 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 [14]. С другой стороны состояние поляризации света является дополнительной степенью свободы, которая может быть эффективно использована в квантовой криптографии.

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

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.

Результаты автора отражены в статьях[73-78].

Диссертация построена следующим образом.

В первой главе диссертации дан обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению полупроводниковых микрорезонаторов и собственных смешанных экситон-фотонных состояний. Кратко приведены основные результаты и выводы работ по исследованию энергетической релаксации. Основное внимание уделено работам по параметрическому рассеянию и теоретической модели для поляритон-поляритонного рассеяния. Отдельно рассмотрены работы по нелинейным эффектам в микрорезонаторах, связанным со спиновой поляритонной релаксацией.

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

В третьей главе обсуждается исследование влияния нестабильностей экситонной поляризации в условиях макрозаполнения поляритонных мод на поляритон-поляритонное рассеяние при непрерывном возбуждении и приводится сравнение с теоретической моделью.

В четвертой главе выясняется роль температуры и нерезонансного возбуждения на порог стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния в МР.

В пятой главе приведены результаты исследования динамики поляритонных состояний и их поляризации выше и ниже порога для параметрического рассеяния, полученные с помощью время-разрешенных экспериментов с использованием импульсной лазерной

техники, обсуждаются результаты исследования эффекта квантовых биений.

И, наконец, в Заключение кратко сформулированы основные результаты исследований, выполненных в данной работе.

ГЛАВА 1. Литературный обзор.

Ч. 1.1. Экситонные поляритоны в полупроводниковых МР.

§ 1.1.1. Дисперсия МР поляритонов.

Полупроводниковые гетероструктуры как новый объект исследований были предложены уже достаточно давно [12]. Но только в 80-е годы появилась возможность реализовать на практике высококачественные образцы, содержащие гетеропереходы, квантовые ямы (КЯ), сверхрешетки.

В настоящее время представляют огромный интерес экспериментальные и теоретические исследования полупроводниковых МР со встроенными в активный слой КЯ. МР является полупроводниковой гетероструктурой, состоящей из двух брэгговских зеркал и активного полупроводникового слоя между ними. Брэгговское зеркало представляет собой периодическую слоистую полупроводниковую структуру. Период состоит из пары слоев с оптической толщиной $\lambda/4$ (λ - длина волны света) с заметной разницей коэффициентов преломления.

Толщина активного слоя обычно равна целому числу полуволен. В этом случае в МР между зеркалами образуются стоячие волны, или другими словами микрорезонаторные фотонные моды. Такие состояния являются квазидвумерными и описываются планарным волновым вектором k . Энергия этих состояний зависит от планарного волнового вектора, который определяет угол распространения волны относительно нормали к плоскости МР (Θ), $k = \frac{E(0)}{hc} \sin \Theta$. Дисперсия фотонной моды описывается формулой [16]:

$$E(k) = \sqrt{E(0) + \hbar^2 c^2 k^2 / n^2}, \quad (1)$$

где $E(0) \sim 1/L_c$ – энергия нормальной моды с $k=0$, L_c – толщина активного слоя МР.

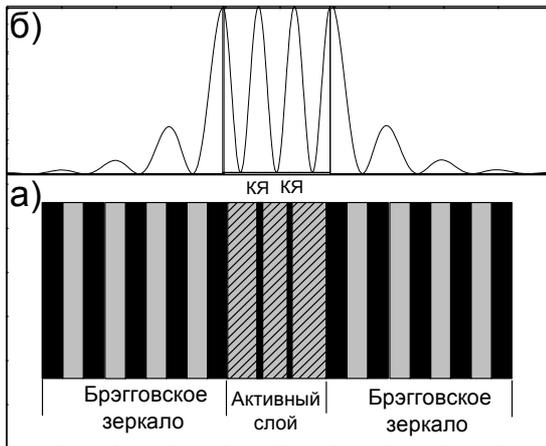


Рис. 1.1. а) – типичная структура МР. б) – качественная картина распределения амплитуды электрического поля в МР с $L_c = \frac{3}{2} \lambda$.

При помещении КЯ с энергией экситонного перехода, совпадающей с энергией МР фотонной моды, в максимум распределения электромагнитного поля в микрорезонаторе, в системе может наблюдаться сильное экситон-фотонное взаимодействие (СЭВ) [5]. Это значит, что в системе возникают смешанные экситон-фотонные состояния, которые могут быть описаны в терминах квазидвумерных поляритонов. Экситонное состояние, характеризуемое планарным волновым вектором, взаимодействует с фотонной модой только с тем же планарным волновым вектором.

Качественно режим СЭВ можно объяснить следующим образом: экситон образуется в кристалле в результате поглощения фотона с волновым вектором k , затем происходит рекомбинация экситона с испусканием фотона с тем же волновым вектором, который вновь поглощается с образованием экситона и т.д. Такой процесс носит название Раби-осцилляций. Величина Раби-расщепления Ω зависит от

дипольного матричного элемента оператора экситон-фотонного взаимодействия (d), числа атомных осцилляторов или плотности экситонных состояний (N), и размеров полости (L) [16]:

$$\Omega \sim d \sqrt{\frac{N}{L}} \quad (2)$$

Волновая функция поляритона может быть записана в виде $|\Psi_{pol}\rangle_{\vec{k}} = X \cdot |exc\rangle_{\vec{k}} + C \cdot |ph\rangle_{\vec{k}}$, где $|exc\rangle_{\vec{k}}$ - волновая функция квазидвумерного экситона в КЯ, $|ph\rangle_{\vec{k}} \equiv |1_{\vec{k}}\rangle$ - состояние электромагнитного поля в МР с одним фотоном в моде с \mathbf{k} , X и C - веса экситонной и фотонной частей, соответственно. Необходимое условие существования поляритонных состояний заключается в многократном перепоглощении испущенного экситоном фотона, прежде чем он выйдет из МР:

$$\alpha L \gg 1 - R \approx \frac{\pi}{F}, \quad (3)$$

где α - коэффициент поглощения в МР, L - длина поглощающей среды, R - коэффициент отражения зеркала МР, F – добротность МР [5]. Иными словами, время жизни фотона, определяемое добротностью МР, должно быть гораздо больше периода Раби-осцилляций. Второе необходимое условие: время релаксации экситона по импульсу должно быть больше периода Раби-осцилляций [16].

Закон дисперсии поляритонов сильно отличается от дисперсии как МР фотонной моды, так и экситона в КЯ. В режиме СЭВ закон дисперсии зависит от исходного рассогласования энергий экситона E_{exc} и фотонной моды E_{ph} $\delta = E_{ph} - E_{exc}$ в состоянии с $\mathbf{k}=0$. Закон дисперсии был измерен в экспериментах по отражению или пропусканию МР с высоким угловым разрешением [16] и теоретически рассчитан в работе [17]. Для нахождения закона дисперсии рассмотрим простейший случай

λ - микрорезонатора $\left(L_c = \lambda = \frac{\lambda_o}{n_c} \right)$ с одной КЯ, встроенной в активный

слой. Диагонализуем одномодовый экситон-фотонный гамильтониан:

$$\begin{vmatrix} E_{exc}(\vec{k}) - E & \Omega/2 \\ \Omega/2 & E_{ph}(\vec{k}) - E \end{vmatrix} = 0, \text{ где } E_{exc}(\vec{k}) - \text{ энергия КЯ экситона с}$$

данным \mathbf{k} , $E_{ph}(\vec{k})$ - энергия фотона в МР с \mathbf{k} . Получаем квадратное уравнение относительно E , его решения имеют вид:

$$E_{UP}(\vec{k}) = \frac{E_{exc}(\vec{k}) + E_{ph}(\vec{k})}{2} + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{(E_{exc}(\vec{k}) - E_{ph}(\vec{k}))^2 + \Omega^2},$$

$$E_{LP}(\vec{k}) = \frac{E_{exc}(\vec{k}) + E_{ph}(\vec{k})}{2} - \frac{1}{2} \cdot \sqrt{(E_{exc}(\vec{k}) - E_{ph}(\vec{k}))^2 + \Omega^2}.$$

Представленные решения описывают дисперсию поляритона, $E_{UP}(\vec{k})$ соответствует верхней поляритонной ветке (ВПВ), $E_{LP}(\vec{k})$ - нижней поляритонной ветке (НПВ). Дисперсия поляритона однозначно определяется заданием трёх параметров (при заданном значении длины волны (λ_o) на которую настроен МР): энергии КЯ экситона, рассогласованием δ между фотонной и экситонной модами при $\vec{k} = 0$ ($\delta = E_{ph}(0) - E_{exc}(0)$) и Раби-расщеплением. На рис. 1.2 представлены законы дисперсии невозмущенных МР фотонной моды и экситона (тонкие линии), и поляритона в режиме СЭВ, состоящего из нижней (НПВ) и верхней (ВПВ) поляритонных ветвей (жирные линии). Наиболее сильное расщепление наблюдается в точке резонанса экситона и МР моды. Для построения дисперсий использовались следующие величины параметров: $E_{exc}(\vec{k}) = 1,4543$ эВ (в области квазиимпульсов, для

которых построены дисперсии, энергию КЯ экситона можно считать константой), $\delta = 0$, $\lambda_0 = 8500 \text{ \AA}$, $\Omega = 6 \text{ мэВ}$.

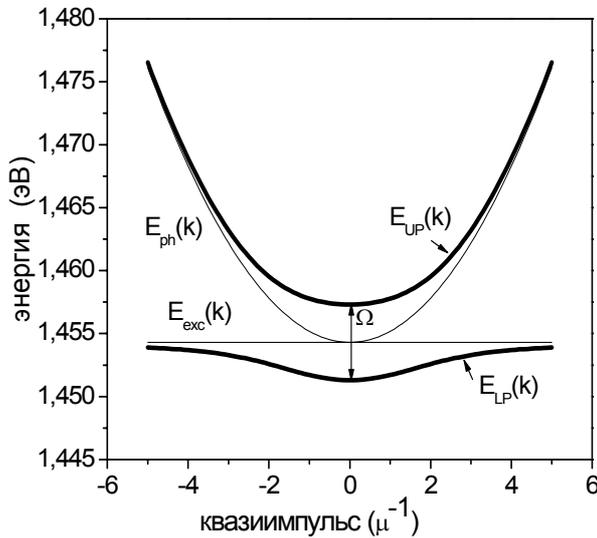


Рис. 1.2. Дисперсия поляритонных состояний в МР.

§ 1.1.2. Энергетическая релаксация МР поляритонов.

Проблема энергетической релаксации поляритонов рассматривалась в ряде теоретических и экспериментальных работ [18-31]. К числу наиболее эффективных механизмов рассеяния поляритонов относятся рассеяние на фононах, на свободных носителях и поляритон-поляритонное рассеяние.

Расчеты времени рассеяния поляритонов на акустических фононах были выполнены в работе [18]. Время рассеяния зависит от доли экситонной компоненты X в поляритонном состоянии. Для состояний с X в области $\frac{1}{2}$ время рассеяния на фононах лежит в пределах 10 пс. Это время сравнимо со временем жизни поляритонов в МР данной работы. При увеличении экситонной части в поляритоне рассеяние на фононах

приводит к заполнению безызлучательных экситоноподобных состояний с большими квазиимпульсами. Постепенная релаксация из этих состояний происходит на больших временах ~ 200 пс [19].

В работе [20] была предложена следующая модель энергетической релаксации в поляритонные состояния при возбуждении выше запрещенной зоны КЯ: фотовозбужденные свободные носители сначала релаксируют с испусканием оптических и акустических фононов в экситонные состояния с большими квазиимпульсами, которые затем рассеиваются в поляритонные состояния НПВ с малыми квазиимпульсами ($k \sim 10^4 \text{ см}^{-1}$), с испусканием акустических фононов. Но так как время жизни поляритонных состояний (1-3 пс) меньше времени рассеяния на акустическом фоне (5~7 пс) [21], то заполнение состояний вблизи дна НПВ оказывается намного меньше заполнения состояний с большими квазиимпульсами. Этот эффект получил название эффекта «бутылочного горла» (bottleneck)[22]. Подавление эффекта «бутылочного горла» возможно при достаточно высокой плотности возбуждения за счет включения механизма поляритон-поляритонного рассеяния. В присутствии газа свободных электронов эффективная релаксация поляритонов в состояния с малыми k может происходить за счет поляритон-электронного рассеяния [23].

Пропускание МР в режиме СЭВ при возбуждении свободных носителей и горячих экситонов, т.е. при возбуждении выше запрещенной зоны активного слоя МР, E_g , исследовалось в работе [24]. Было найдено, что с увеличением плотности свободных носителей происходит заметное увеличение ширины поляритонных линий пропускания и уменьшение их интенсивности из-за увеличения рассеяния поляритонов на свободных носителях. При достаточно высокой плотности свободных носителей происходит экранировка

кулоновского взаимодействия в экситоне, и система переходит в режим слабой связи. В этом случае в спектре пропускания МР остается только один пик, положение которого определяется фотонной модой.

В работе [25] сравнивалось рассеяние МР поляритонов в условиях фотовозбуждения выше запрещенной зоны и при резонансном возбуждении НПВ. Было найдено существенное различие в поведении интенсивности и энергетического распределения поляритонов при вариации температуры и концентрации фотовозбужденных носителей в КЯ, а именно: при резонансном возбуждении одним лазером в НПВ наблюдался сильный эффект «бутылочного горла», а при одновременном возбуждении в НПВ и выше E_{gap} наблюдалось сильное увеличение интенсивности сигнала со дна НПВ, т.е. подавление эффекта «бутылочного горла». Более эффективная релаксация поляритонов на дно НПВ с ростом температуры или дополнительной подсветки выше запрещенной зоны находит объяснение в предположении, что при этом становится эффективной релаксация в два этапа. На первом этапе резонансно возбужденные поляритоны НПВ и локализованные экситоны рассеиваются в экситоно-подобные состояния НПВ с большими k за счет рассеяния фононами или носителями, а на втором - происходит их релаксация в состояния с $k \sim 0$ за счет эффективных экситон-экситонного и экситон-электронного рассеяний.

В недавних работах [26] по рассеянию поляритонов на 2D электроном газе было найдено, что высокая эффективность поляритон-электронного рассеяния может быть использована для создания макрозаселенности состояний с $k \sim 0$.

Вследствие малой эффективной массы МР моды по сравнению с эффективной массой поляритона $m_{\text{pol}} \approx 10^{-5} m_{\text{exc}}$ [27] поляритонная плотность состояний гораздо меньше экситонной. Таким образом, в

системе поляритонов можно организовать фактор заполнения ν больше единицы при относительно небольшой полной плотности возбуждения [28], когда экранировка экситонных состояний еще несущественна, и поляритонные состояния хорошо определены. Так как поляритоны являются квазибозонами, вероятность рассеяния в поляритонные состояния пропорциональна фактору заполнения ν , что при $\nu \gg 1$ ведет к стимулированному характеру рассеяния. Процессы стимулированного рассеяния могут привести к сверхлинейному поведению интенсивности излучения поляритонов, или даже к лазерному излучению [28]. В работах [29,30] были измерены зависимости интенсивности фотолюминесценции со дна НПВ от плотности возбуждения и показано, что они действительно демонстрируют сверхлинейное поведение. Однако экспериментальная реализация больших факторов заполнения ν в условиях возбуждения МР выше запрещенной зоны оказалась затруднительной вследствие эффекта «бутылочного горла» [20-22], с одной стороны, и ионизации экситонных состояний при повышенных плотностях возбуждения, с другой. Ситуация значительно лучше в II-VI МР, в которых критическая плотность для ионизации экситонов существенно выше благодаря большей энергии связи экситона. В частности, в работе [31] были реализованы сильные нелинейные свойства и макрозаполнение поляритонных состояний при возбуждении МР выше запрещенной зоны.

Ч. 1.2. Поляритон-поляритонное рассеяние.

§ 1.2.1. Стимулированное параметрическое рассеяние поляритонов.

В МР на основе GaAs сильные нелинейности излучения удается наблюдать только при резонансном возбуждении НПВ с волновым вектором k_p близким к точке перегиба дисперсионной кривой НПВ [7,8, 32-34]. Эффективное рассеяние фотовозбуждаемых поляритонов на дно НПВ достигается благодаря поляритон-поляритонному рассеянию фотовозбужденных НП из состояния $E_p(k_p)$ в состояния $E_s(k_s \sim 0)$ и $E_i(k_i \sim 2k_p)$, излучение которых получило название «сигнальной» (S) и «холостой» (I) мод, соответственно (рис. 1.4).

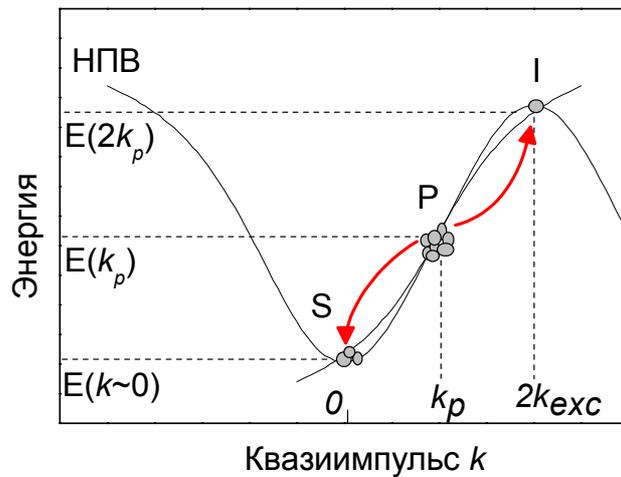


Рис. 1.4. Схема поляритон-поляритонного рассеяния при возбуждении в точку перегиба НПВ. P-обозначает положение накачки в состоянии с $E_p(k_p)$, I – положение холостой моды, S – сигнальной.

В условиях возбуждения вблизи точки перегиба такое рассеяние оказывается весьма эффективным, поскольку для него практически выполняются законы сохранения энергии и квазиимпульса:

$$2E_p(k_p) = E_s(k_s) + E_i(k_i), \quad 2k_p = k_s + k_i. \quad (4).$$

Впервые стимулированное параметрическое рассеяние наблюдалось в экспериментах по «накачке-зондированию», в которых для накачки поляритонных состояний на квазиимпульсах близких к точке перегиба НПВ использовался пикосекундный лазерный импульс [7,8]. Заполнение состояний с $k \sim 0$ осуществлялось зондирующим импульсом, интенсивность которого была существенно меньше интенсивности импульса накачки. Временной интервал между импульсами накачки и зондирования, t_d , варьировался в широких пределах. Было обнаружено, что при $t_d \sim 0$ наблюдается сильное усиление сигнала пропускания зондирующего импульса в $k \sim 0$ и появление сигнала при $k = 2k_p$. Такое поведение хорошо объясняется поляритон-поляритонным рассеянием с учетом заполнения конечного состояния пробным лучом.

Процессы усиления в МР в режиме СЭВ изучались в экспериментах по «накачке-зондированию» в геометрии пропускания [35]. Было найдено, что нелинейный сигнал состоит из двух вкладов, когерентного и некогерентного. В согласии с предыдущими публикациями, когерентное усиление идентифицировалось как параметрический процесс усиления, который управляется полем зондирующего луча, стимулирующего рассеяние поляритонов в состоянии с $k \sim 0$. Некогерентное усиление авторы связывают с рассеянием в состоянии с $k \sim 0$ из доминирующей экситоно-подобной части НПВ. Оба процесса зависят от поляризации импульсов и длины волны лазера накачки. Процессы когерентного усиления характеризуются коротким временем затухания ~ 1 пс, более коротким, чем времена дефазировки МР поляритонов [36]. Ранее такое усиление изучалось в экспериментах [7] на коротких временах. В работе же [36] было исследовано усиление и на временах вплоть до $\tau_{incoh} \sim 40$ пс. Авторы предложили механизм рассеяния из экситоно-подобной части

НПВ, который может давать вклад в усиление на больших временах, превышающих времена дефазировки поляритонов, и потому названного некогерентным вкладом. Для проверки модели были выполнены эксперименты по накачке в ВПВ. В полученных экспериментальных данных полностью отсутствовал когерентный вклад, отвечающий параметрическому рассеянию. Зависимость интенсивности характеризовалась большим временем затухания, отвечающим рассеянию сначала из состояний накачки ВПВ в долгоживущие состояния с большим k , и последующим рассеянием в $k \sim 0$. Таким образом, в работе показано, что полный сигнал в пропускании пробного луча при возбуждении в НПВ может быть разложен на два: когерентный, который дается перекрытием импульсов накачки и зонда и может быть смоделирован Гауссовым импульсом с полушириной в 1,25 пс; и некогерентным с интенсивностью:

$$I_{\text{incoh}}(t_d) = [1 - \exp(-t_d/\tau_{\text{deph}})] \exp(-t_d/\tau_{\text{incoh}}),$$

где τ_{incoh} - время затухания некогерентного процесса усиления, задается спонтанным рассеянием, а первый член в уравнении описывает возникновение некогерентной поляритонной населенности со временем τ_{deph} .

В дальнейшем параметрическое рассеяние в состояниях с $k=0$ и $2k_p$ было обнаружено при непрерывном резонансном возбуждении вблизи точки перегиба дисперсионной кривой НПВ [32-34]. Было найдено, что при возбуждении в точку перегиба НПВ интенсивность излучения при $k=0$ демонстрирует с ростом плотности возбуждения последовательно четыре режима поведения ФЛ: (1) линейный; (2) квадратичный, обусловленный параметрическим рассеянием поляритонов из состояний с k_p ; (3) экспоненциальный, за счет стимуляции процесса рассеяния (СПР); и (4) режим насыщения [32]. Стимулированное параметрическое

рассеяние проявлялось в резком сужении и возрастании сигнальной линии излучения после увеличения плотности возбуждения выше некоторой пороговой, когда заполнение состояний с $k \sim 0$ превышает 1.

Первая теоретическая модель параметрического осциллятора и усилителя была представлена в работах [9,10]. В этой модели имеется ряд упрощающих предположений. Во-первых, состояние накачки считается классическим полем, а во-вторых, в модели не учитывается спин. Таким образом, поляризационные свойства излучения МР, что, как будет видно в следующей главе, весьма необычны, остаются за рамками данной модели. Предложенная модель представляла собой практически стандартную модель четырехволнового смешения, адаптированную к микрорезонатору, и качественно описывала только рассеяние при непрерывном возбуждении непосредственно в точку перегиба НПВ.

§ 1.2.2. Теоретическая модель поляритон-поляритонного рассеяния.

Стандартная теория четырехволнового смешения (FWM) [9] предполагает, что в случае изменения угла резонансного возбуждения и, соответственно, энергии возбуждающего лазера, стимулированное параметрическое рассеяние должно идти в разрешенные состояния НПВ с $k \neq 0$, для того чтобы удовлетворить законам сохранения (рис. 1.5). Однако при дальнейшем экспериментальном исследовании параметрического рассеяния оказалось, что при перестройке частоты возбуждения или угла возбуждения не наблюдаются ожидаемых изменений в $E_s(k_s)$ и $E_i(k_i)$: рассеянный сигнал остается направленным по нормали к МР [37], тогда как согласно стандартной модели FWM он должен сдвигаться вдоль НПВ

(см рис. 1.5). Несоответствие теоретической модели FWM [9] для описания поведения сигнала при перестройке частоты резонансного возбуждения привело к необходимости развития новой модели поляритон-поляритонного рассеяния при большой плотности возбуждения.

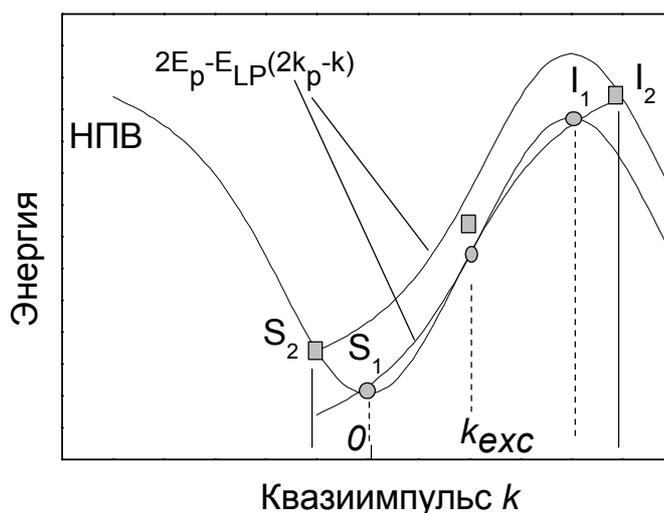


Рис. 1.5. Схематическое изображение поляритонного рассеяния в модели FWM.

В теоретических работах [11,12] была сделана попытка смоделировать процесс стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния в плоских МР, основываясь на системе двух связанных уравнений: уравнения Максвелла и неоднородного нелинейного уравнения Шредингера для экситонной поляризации, учитывающего два типа источников: когерентное внешнее возбуждение и стохастический Ланжевеновский шум, позволяющий смоделировать квантовые флуктуации сигнала рассеяния. Для упрощения расчетов решалась одномерная задача, и, кроме того, в уравнении Максвелла пренебрегалось смешиванием циркулярно-поляризованных σ^+ и σ^- поляризаций (т.е., использовалось резонансное скалярное приближение). В результате уравнения для элект-

трического поля на КЯ, E_{QW} , и усредненной (по ширине КЯ) экситонной поляризации, $P(k, t)$, имеют вид:

$$\begin{aligned} \left[i \frac{d}{dt} - E_C(k) \right] \mathcal{E}_{QW}(k, t) &= \alpha(k) \mathcal{E}_{ext}(k, t) + \beta(k) P(k, t), \\ \left[i \frac{d}{dt} - E_X(k) \right] P(k, t) &= F \sum_{q, q'} P(q, t) P(q', t) P^*(q + q' - k, t) + A \mathcal{E}_{QW}(k, t) + \xi(k, t), \end{aligned} \quad (1.3.1)$$

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, соответственно, 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.

На рисунке 1.6 показаны результаты расчета углового распределения интенсивности излучения при плотностях возбуждения на 3% ниже и на 3% выше критической P_{thr} для развития режима стимулированного параметрического рассеяния. На рисунке 1.6 видно, что при $P < P_{thr}$ реализуется обычный режим четырехволнового смешения или поляритонного рассеяния с сигнальной и холостой модами, лежащими прямо на дисперсионной кривой, причем квазиимпульс сигнальной моды заметно отличен от нуля. Однако при превышении P_{thr} всего на 3% картина углового распределения интенсивности излучения качественно изменяется. Сигнал возрастает на несколько порядков, максимум рассеяния смеща-

ется в область $k \sim 0$ и качественно согласуется с наблюдаемым экспериментально [37] (рис. 1.6 в)

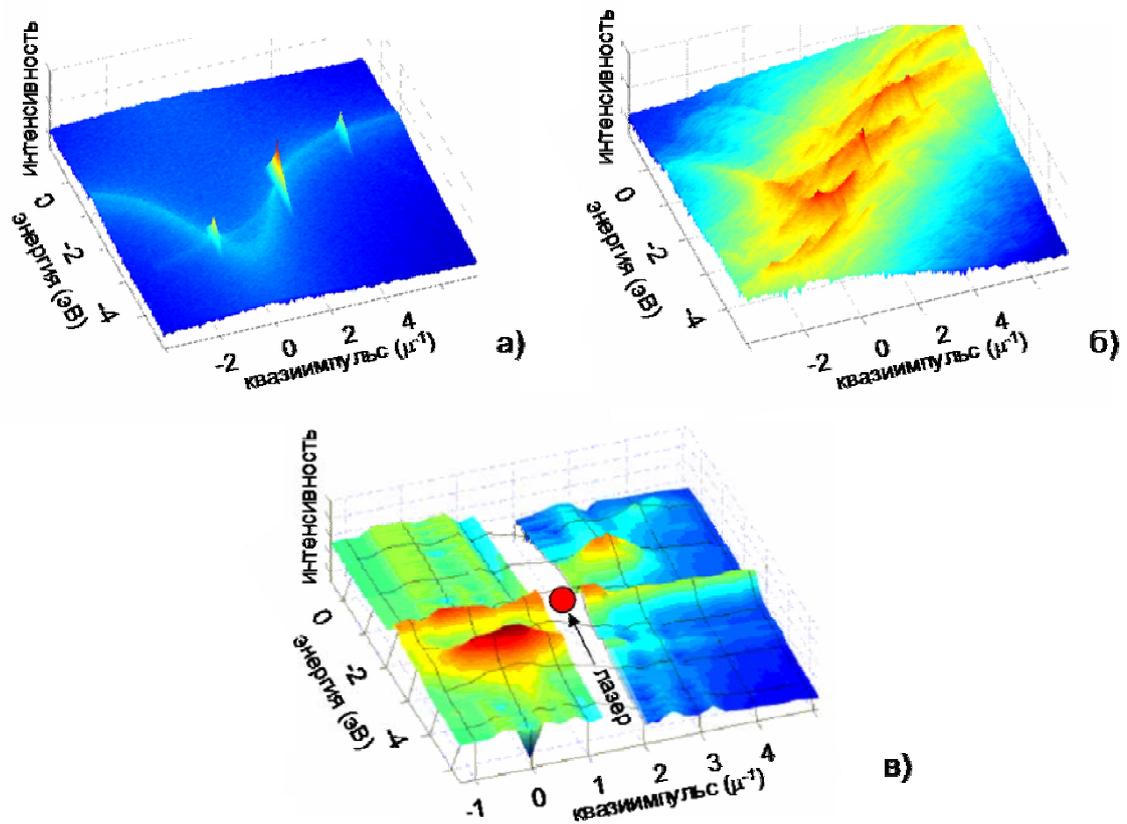


Рис. 1.6. Расчеты углового распределения интенсивности излучения поляритонов при возбуждении НПВ на 0.3 мэВ выше E_C для двух плотностей возбуждения - на 3% ниже – а) и на 3% выше – б) критической для развития режима стимулированного параметрического рассеяния. Рис. 1.6 в) – экспериментальные данные углового распределения интенсивности излучения поляритонов при возбуждении НПВ для плотности возбуждения выше пороговой для развития стимулированного параметрического рассеяния. Энергия отсчитывается от $E_C(k = 0)$. Относительная интенсивность рассеянных поляритонов (нормированная на интенсивность накачки) отложена по вертикали в логарифмическом масштабе и помечена цветом.

Сравнение эксперимента и теории показывает, что модель для описания стимулированного рассеяния экситонных поляритонов в полупроводниковом МР, предложенная в работах [11,12], качественно описывает основные экспериментальные результаты. Однако при этом за кадром пока остаются детали развития стимулированного рассеяния.

Ч. 1.3. Спиновая релаксация поляритонов в полупроводниковом микрорезонаторе.

В настоящее время огромное внимание уделяется экспериментальным и теоретическим исследованиям по изучению спиновой динамики в режиме СЭВ при нерезонансном [38,39] и резонансном [13,14,40,41,42] возбуждении в НПВ. Результаты исследований могут использоваться для контроля поляризационных свойств в поляритонных спин-зависимых оптоэлектронных устройствах.

MP поляритоны с $k=0$ в GaAs MP характеризуются спином $J=1$ и двукратно вырождены по спину: $J_z=+1$ ($|+1\rangle$) и -1 ($|-1\rangle$) в направлении роста структуры. Эти состояния являются циркулярно-поляризованными, а состояния с линейной или эллиптической поляризацией получаются их суперпозицией. Понижение симметрии поляритонов с ростом квазиимпульса приводит к расщеплению поляритонных мод на две взаимно перпендикулярно линейно поляризованные моды TE и TM. TE–TM расщепление связано с различием в фазовых сдвигах при отражении для p и s компонент поляризованного света в пустом MP [43]. Величина расщепления растет с увеличением квазиимпульса и составляет несколько десятков мкэВ при углах $\sim 30^\circ$. (Рис. 1.7 [39])

Поляритонная спиновая динамика изучалась на протяжении нескольких лет в серии экспериментальных и теоретических работ [13,14,38-45]. В этих работах было найдено, что спиновая динамика является достаточно сложной и зависит от энергетической релаксации, стимулированного рассеяния и спиновой релаксации поляритонов.

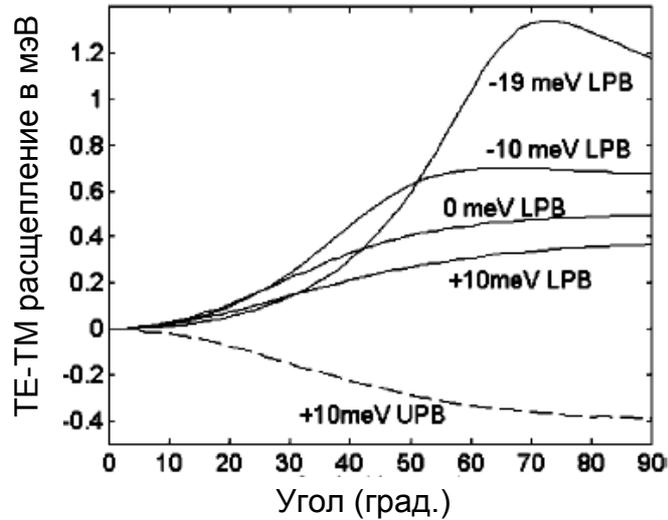


Рис. 1.7. TE-TM расщепление МР поляритонов рассчитанное для различных рассогласований Δ .

Поляризация возбуждающего света может сохраняться достаточно долго экситонами. Рано или поздно происходит релаксация по спину или дипольному моменту. Возможные механизмы потери спина для свободных носителей в полупроводнике исследовались в ряде работ [46]. Основными механизмами являются:

1. смешение спиновых состояний у дырок с $k \neq 0$ (механизм Эллиот-Яффета [47]). Этот механизм отвечает за спиновую релаксацию дырок и приводит к переходам между оптически активными и темными состояниями экситонов $|+1\rangle \longleftrightarrow |-2\rangle$ и $|-1\rangle \longleftrightarrow |+2\rangle$.

2. спин-орбитальное взаимодействие, которое является основным для спинового рассеяния электронов и тоже приводит к переходам между «светлыми» и «темными» экситонами $|+1\rangle \longleftrightarrow |+2\rangle$ и $|-1\rangle \longleftrightarrow |-2\rangle$ (механизм Дьяконова-Переля [48])

3. спин-флип рассеяние вследствие обменного взаимодействия электронов и дырок (механизм Бира-Аронова–Пикуса [49]). В экситонах, где электрон и дырка находятся в связанном состоянии, такой механизм

значительно усилен. В работе [50] было показано, что механизм спиновой релаксации Бира-Аронова-Пикуса, разрешающий экситонный спиновый переворот $|+1\rangle \Leftrightarrow |-1\rangle$, является основным для экситонов в КЯ. При описании спиновых состояний экситонных поляритонов в МР в первом приближении можно рассматривать только экситонные состояния $J_z = \pm 1$, что позволяет рассматривать экситон как двухуровневую систему и описывать с помощью спиновой матрицы плотности 2×2 .

Различие между спиновой релаксацией экситонов и экситонных поляритонов возникает из-за подмешивания фотонной моды и различной формы дисперсионных кривых и, следовательно, различной динамики энергетической релаксации. В результате того, что эффективная масса поляритонов при малых k гораздо меньше эффективной массы экситона ($m_{pol} \approx 10^{-5} \cdot m_{exc}$) и НПВ имеет характерный перегиб, поляритон-поляритонное рассеяние существенно отличается от экситон-экситонного, что влияет на спиновую динамику поляритонов. Дополнительное влияние оказывает также расщепление поляритонов на ТЕ и ТМ моды [51], что приводит к дополнительному механизму переворота спина.

Исследования, проведённые в работе [38], выявили необычный спиновый эффект в МР. При нерезонансном импульсном возбуждении σ^+ светом с плотностью мощности выше порога стимулированного рассеяния, степень циркулярной поляризации фотолюминесценции $\left(\rho_c = \frac{I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}}{I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-}} \right)$ фотоподобных поляритонов с $k \approx 0$ кардинально менялась в зависимости от рассогласования фотонной и экситонной мод δ . В МР с $\delta = +10$ мэВ степень циркулярной поляризации ФЛ из ВПВ

изначально равнялась 30 % и приближалась к 90 % на временах ~ 15 пс после возбуждения импульсом накачки, далее в течение ~ 20 пс уменьшалась до 0. Такое поведение было объяснено тем, что заполнение состояний с $k=0$ происходит за более короткое время, чем релаксация по спину, т.е. возрастание положительной циркулярной поляризации связана со стимулированным рассеянием поляритонов со спином $+1$, а дальнейший спад степени поляризации при больших временах задержки обусловлен спиновой релаксацией. Однако такое объяснение не подходит для ситуации с $\delta = -10$ мэВ, где степень поляризации ФЛ НПВ изначально равна 50%, а на временах ~ 15 пс приближается к -75 %, затем на более длинных временах спадала к 0. С увеличением накачки степень циркулярной поляризации доходила до -90%. Показано, что при данных условиях возбуждения в состоянии с $k=0$ являются невырожденными, расщепленными по энергии, и при больших накачках расщепление состояний $+1$ и -1 доходит до 0,8 мэВ. Поэтому было предположено, что при $\delta > 0$ $E(\sigma^+) < E(\sigma^-)$ и уровень с меньшей энергией заполняется эффективней и дает положительную поляризацию, а для $\delta < 0$, наоборот, $E(\sigma^+) > E(\sigma^-)$ и поляризация отрицательная. В работе не объясняется физическая причина возникновения энергетического расщепления, знак которого зависит от рассогласования экситонной и фотонной моды.

В работе [39] представлена квантовая теория релаксации момента и спина экситонных поляритонов в МР. Сильное ТЕ–ТМ расщепление поляритонов, возникшее из-за продольно-поперечного расщепления экситонов [52] и ТЕ-ТМ расщепления МР моды [51] смешивает спиновые состояния и приводит к биениям между лево- и правополяризованной ФЛ из МР. Величина расщепления зависит от угла и от

рассогласования экситонной и фотонной мод, на больших углах ($\sim 50^\circ$) достигает значений в 0,5 мэВ, и равна 0 при нулевом угле. Эффекты биений в поляризации ФЛ сильно чувствительны к бозонной стимуляции поляритонного рассеяния. В численном расчете кинетических уравнений учитывалось стимулированное рассеяние и процессы спиновой-релаксации, индуцированные ТЕ-ТМ расщеплением. Взаимодействие этих двух эффектов при сильном возбуждении системы приводит к возникновению осцилляций в циркулярной поляризации излучения МР. Результаты теоретического расчета находятся в согласии с экспериментом [38]. Таким образом, в этой работе показано, что спиновая когерентность сохраняется в быстрых процессах релаксации и этот результат может быть использован для реализации спин-оптоэлектронных приборов основанных на МР.

В работе [14] экспериментально продемонстрировано сильное возрастание степени циркулярной поляризации за счет стимулированного рассеяния экситонных поляритонов. Более того, было найдено, что поляризация излучения может отличаться от поляризации накачки: так, при линейно-поляризованной накачке детектированной излучение было циркулярно-поляризованным. Изучалась зависимость интенсивности и поляризации излучения экситонных поляритонов с $k \sim 0$ от мощности и поляризации луча накачки, при непрерывном резонансном возбуждении в НПВ ($\theta = 50^\circ$). Было найдено, что при возбуждении как линейным, так и циркулярно-поляризованным светом ниже порога стимулированного рассеяния степень циркулярной поляризации излучения со дна НПВ $\rho_c \approx 0$, а выше порога ρ_c достигает 0,9. Однако при дальнейшем повышении мощности линейно-поляризованной накачки степень циркулярной поляризации падает до 0. Аналогичный результат был получен ранее в работе [30], но только для

циркулярно-поляризованного возбуждения в ВПВ. Увеличение циркулярной поляризации при увеличении мощности накачки до пороговой объяснялось бозонной природой поляритонов. В работах было показано, что стимулированное рассеяние поляритонов увеличивает поляризацию конечного состояния, сформированную изначально спонтанным рассеянием, и предотвращает быстрые процессы спиновой релаксации. А объяснение эффекта при линейно поляризованном возбуждении основывается на учёте ТЕ-ТМ поляритонного расщепления ($\sim 0,25$ мэВ на 50°) в модели псевдоспина [53,39] в совокупности с бозонными свойствами экситонных поляритонов, приводящих к стимулированному рассеянию. При линейной накачке вблизи порога для стимулированного рассеяния псевдоспин поворачивается на 90° , однако, при дальнейшем увеличении накачки стимулированное рассеяние происходит слишком быстро, настолько, что поляритоны, возбужденные лучом накачки, рассеиваются, не успевая повернуть свой псевдоспин, что ведет к уменьшению степени циркулярной поляризации. Показано, что ансамбль экситонных поляритонов может сохранять коллективную поляризацию при рассеянии на дно НПВ за счет поляритонного стимулированного рассеяния. Коллективный псевдоспин может вращаться за счет ТЕ-ТМ расщепления, и МР ведет себя как частотно-поляризационный преобразователь, излучающий циркулярно-поляризованный свет при линейно поляризованной накачке.

В работах [7,8] по параметрическому рассеянию в экспериментах «накачка-зондирование» было найдено, что сильное стимулированное рассеяние происходит при идентичности квазичастиц, т.е. когда накачка и пробный луч обладают одной циркулярной поляризацией (рис. 1.8 а).

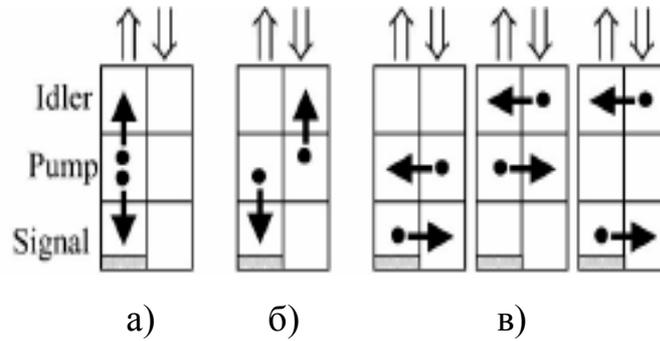


Рис. 1.8. Схема поляритон-поляритонного рассеяния с учетом спиновых состояний. а) - рассеяние при накачке одной поляризацией. б) – рассеяние в противоположных поляризациях. в) - процессы с переворотом спина при линейно-поляризованной накачке.

В последующих работах по стимулированному рассеянию в условиях накачки в точку перегиба НПВ был выявлен ряд необычных явлений [13]. При возбуждении МР светом с линейной поляризацией и тестировании светом с циркулярной поляризацией было найдено, что стимулированное излучение из МР является линейно поляризованным, причем его поляризация повернута относительно поляризации возбуждающего луча на 45° . При этом излучение «холостого» сигнала также является линейно поляризованным, с направлением поляризации перпендикулярным поляризации возбуждающего луча. В эксперименте плавно изменяли поляризацию луча накачки от σ^- к σ^+ , а поляризация тестирующего луча оставалась фиксированной - σ^+ . Изменение поляризации накачки позволяло изменять соотношение между числом σ^+ и σ^- рождаемых поляритонов в системе. Излучение из МР детектировалось в двух циркулярных поляризациях (σ^- и σ^+) и в четырёх линейных поляризациях (вертикальная, горизонтальная и две диагональные). Во всех линейных конфигурациях детектирования усиление пробного луча имеет осцилляционный характер. Авторы связывают такое поведение с возможностью переворота спина при рассеянии. Так как поляритоны являются бозонами, то процессы

переворота спина могут быть стимулированы заполнением конечного состояния.

Новые процессы рассеяния возникают в присутствии поляритонов с разными спинами. На рисунке 1.8 показаны возможные процессы рассеяния при циркулярном (а) и линейном возбуждениях (б) и (в). При линейном возбуждении возможны процессы рассеяния с противоположными спинами (рис. 1.8 б) и процессы стимулированного рассеяния с переворотом спина (рис. 1.8 в). Для объяснения экспериментальных результатов следует предположить, что процессы рассеяния с противоположными спинами (рис. 1.8 б) должны быть, как минимум в два раза сильнее, чем рассеяние с одинаковыми спинами (рис. 1.8 а). Из наблюдения сильного сигнала в противоположной циркулярной поляризации следует, что вклад от спин-флип процессов является достаточно большим (рис. 1.8 в). Вращение поляризации авторы связывают с образующимся дисбалансом числа σ^+ и σ^- поляритонов, который вызывает расщепление энергии поляритона по спину. Фаза рассеянного поляритона определяется фазой поляритона, находящегося в конечном состоянии за счет стимулированного характера рассеяния. Предложенная в работе модель не может объяснить фазовую разницу между двумя сигнальными населенностями $\Delta\varphi = \varphi_{\uparrow} - \varphi_{\downarrow}$, которая вызывает вращение поляризации. Однако показано, что фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ может отличаться от фазового сдвига, налагаемого накачкой. Вдобавок, усиление за счет параметрического рассеяния со спин-флипом найдено только вблизи почти линейного возбуждения, тогда как модель предсказывает проявление в широком диапазоне величин циркулярной поляризации накачки. Процессы

спиновой когерентности и стимулированных спин-флипов представляют огромный интерес в разработках спинтроники.

Теоретические исследования полученных результатов были предприняты в работе [40]. В рамках модели псевдоспина [53] и квазиклассического описания параметрического рассеяния как четырех-волнового смешивания авторы нашли, что для объяснения наблюдаемых поляризационных эффектов нужно учесть индуцированные накачкой расщепления собственных экситон-поляритонных состояний в линейных и циркулярных поляризациях. Более полное описание было предложено в работах [44,54]. Оно опирается на модель псевдоспина, кинетические уравнения для параметрического усилителя в импульсном режиме «накачка-зондирование», и представления параметрического осциллятора в рамках приближения Борна-Маркова, когда параметрический процесс с переносом большого момента считается некогерентным, тогда как прямое рассеяние, ведущее к перенормировке энергии, когерентным. Результаты численного моделирования смогли количественно воспроизвести результаты эксперимента [13].

Теоретический анализ эксперимента по детектированию излучения с временным разрешением при линейном возбуждении был выполнен в работе [42]. Из анализа следует, что поляризация должна определяться матричными элементами взаимодействий поляритонов с противоположными спинами и поляритонов с одинаковыми спинами. Экспериментально наблюдаемая инверсия линейной поляризации излучения по отношению к возбуждению указывает на доминирующую роль обменного взаимодействия по сравнению со взаимодействием поляритонов с одинаковыми спинами при поляритон-поляритонном рассеянии.

В рамках предложенной модели Гамильтониан взаимодействия двух поляритонов имеет вид:

$$\hat{H}_{ss} = 1/2(U-U') \hat{I} + 1/2(U+U') \hat{\sigma}_{z1} \hat{\sigma}_{z2} + U_{\perp} (\hat{\sigma}_{x1} \hat{\sigma}_{x2} + \hat{\sigma}_{y1} \hat{\sigma}_{y2}),$$

где $\hat{\sigma}_1$ и $\hat{\sigma}_2$ матрицы Паули псевдоспинов двух поляритонов [39]. Константы U , U' определяются матричными элементами рассеяния поляритонов с параллельными спинами (U), с анти-параллельными ($-U'$), а (U_{\perp}) описывает процессы с переворотом спина (flip-flop). Показано, что линейная поляризация сигнала определяется как: $\rho'_1 \sim (2\rho_l/(1+\rho_c^2))(2U_{\perp}-U'/U)$, где $\rho_c = \cos\alpha$ и $\rho_l = \sin\alpha$ - циркулярная и линейная поляризации начального состояния, α - угол между псевдоспином $S=1/2$ и осью $MP Z$ (состояния с $S||Z$ отвечают циркулярной поляризации, тогда как $S_{\perp}Z$ указывает на линейную поляризацию). Таким образом, из измерения линейной поляризации вторичного излучения можно определить разность $2U_{\perp}-U'/U$. Для определения знака линейной поляризации в MP с отрицательным или близким к нулю рассогласованием рассматриваются 4 процесса рассеяния с участием темных экситонов с проекцией углового момента ± 2 в качестве промежуточных состояний. Матричные элементы даются следующими выражениями:

$$-U' = V_{ee}^2 + V_{hh}^2 / E_{LP}(k) - E_D, \quad U_{\perp} = 2V_{ee}V_{hh} / E_{LP}(k) - E_D,$$

где V_{ee} и V_{hh} матричные элементы электрон-электронного и дырка-дырочного обмена соответственно, $E_{LP}(k)$ энергия НП, E_D энергия темного состояния. Для точки перегиба НПВ $E_{LP}(k) < E_D$, $|V_{ee}| \gg |V_{hh}|$ [50]. Отсюда следует, что $U' > 0$, $|U_{\perp}| \ll U'$ и отношение ρ'_1/ρ_l является отрицательным. Неупругое рассеяние поляритонов на фононах или

свободных носителях может приводить к положительной линейной поляризации излучения, а отрицательная линейная поляризация есть прямое доказательство двухчастичного рассеяния поляритонов с противоположными спинами.

Сравнение теории с экспериментом позволяет определить знак и относительное значение величин U' и U , описывающих взаимодействия поляритонов с противоположными и одинаковыми спинами. Измерялась временная зависимость степени линейной поляризации излучения в $k \sim 0$ при импульсном возбуждении линейно поляризованным светом вблизи магического угла. Было показано, что поляритон-поляритонное рассеяние играет основную роль, при этом взаимодействие поляритонов с одинаковыми спинами (U) гораздо сильнее взаимодействия с антипараллельными спинами (U') ($U' \sim 0,04U$ из сравнения с экспериментом). Так как $\rho'_1 \sim -2U'/U$ при линейно поляризованном возбуждении, то именно взаимодействие поляритонов с противоположными спинами приводит к инверсии плоскости поляризации (плоскость поляризации излучения из МР повернута относительно плоскости поляризации возбуждающего импульса на 90°).

Интересный эффект был экспериментально обнаружен в МР в режиме СЭВ в работе [55], в которой наблюдались биения в интенсивности излучения МР в районе «бутылочного горла» (для данного МР около 10°). Биения оказались чувствительны к накачивающей интенсивности и пропадали при слабой накачке. Для объяснения экспериментальных результатов авторы учли процессы смешивания светлых и темных поляритонных состояний при поляритон-поляритонном рассеянии, а смешивание этих состояний приводит к возникновению биений. Типичное расщепление светлых и темных состояний достигает несколько десятков мкЭВ. Смешивание и

когерентное возбуждение этих состояний может привести к осцилляциям в населенностях этих состояний, т.е. к квантовым биениям. Смешивание может быть достигнуто с помощью магнитного поля продольного, что было экспериментально продемонстрировано в КЯ [56] и не так давно в МР [57]. До настоящей работы не наблюдались биения в отсутствие магнитного поля. Однако в этой работе в условиях нелинейного режима при высоких накачках они наблюдаются без приложения магнитного поля, и пропадают при переходе в линейный режим. Для теоретического описания приводится следующий гамильтониан взаимодействия системы:

$$H_{\text{int}} = \begin{array}{c} +2,k \quad -2,k' \\ \swarrow \quad \searrow \\ \text{---} \\ \swarrow \quad \searrow \\ +1,k \quad -1,k' \end{array} + \begin{array}{c} +1,k \quad -1,k' \\ \swarrow \quad \searrow \\ \text{---} \\ \swarrow \quad \searrow \\ +2,k \quad -2,k' \end{array}$$

Видно, что при таком взаимодействии сохраняется общий спин системы. Для описания динамики системы использовались уравнения движения Гайзенберга для операторов рождения и уничтожения «темных» и «светлых» экситонов. Численные решения полученных уравнений качественно согласуются с экспериментальными данными.

Таким образом, в нелинейном режиме (при больших накачках, когда поляритон - поляритонные взаимодействия играют основную роль) можно выделить несколько новых механизмов спиновой релаксации:

1. Рассеяние пары «светлых» экситонов в пару «тёмных» $|+1\rangle + |-1\rangle \Leftrightarrow |+2\rangle + |-2\rangle$ с сохранением спина и когерентности системы, что дает возможным наблюдение квантовых биений: [55].

2. Поворот плоскости линейной поляризации излучения на 90° относительно линейной поляризации возбуждения в результате поляритон - поляритонного рассеяния с противоположными спинами [42].

3. Самонаведённая ларморовская прецессия планарного вектора псевдоспина поляритонов, возбуждённых эллиптическим светом [14].

ГЛАВА 2. Образцы и экспериментальная техника.

§ 2.1. Описание образцов и методики получения.

Для исследований оптических эффектов в поляритонной системе, процессов поляритонного рассеяния, использовался образец МР, выращенный методом *газофазной эпитаксией из паров металло-органических соединений* (ГФЭМОС). В химической газофазной эпитаксии газы, содержащие необходимые химические элементы, вступают в реакцию близи подложки. В результате реакции на подложке внутри реактора получается тонкий слой полупроводника. Полупроводниковые соединения группы III-V можно выращивать, используя в качестве источников металло-органические соединения, подобные триметилу галлия $[Ga(CH_3)_3]$. Например, пленка GaAs может быть выращена с помощью реакции: $Ga(CH_3)_3 + AsH_3 \rightarrow 3CH_4 \uparrow + GaAs$. Установка для роста методом ГФЭМОС, схематически изображена на рис. 2.1 а).

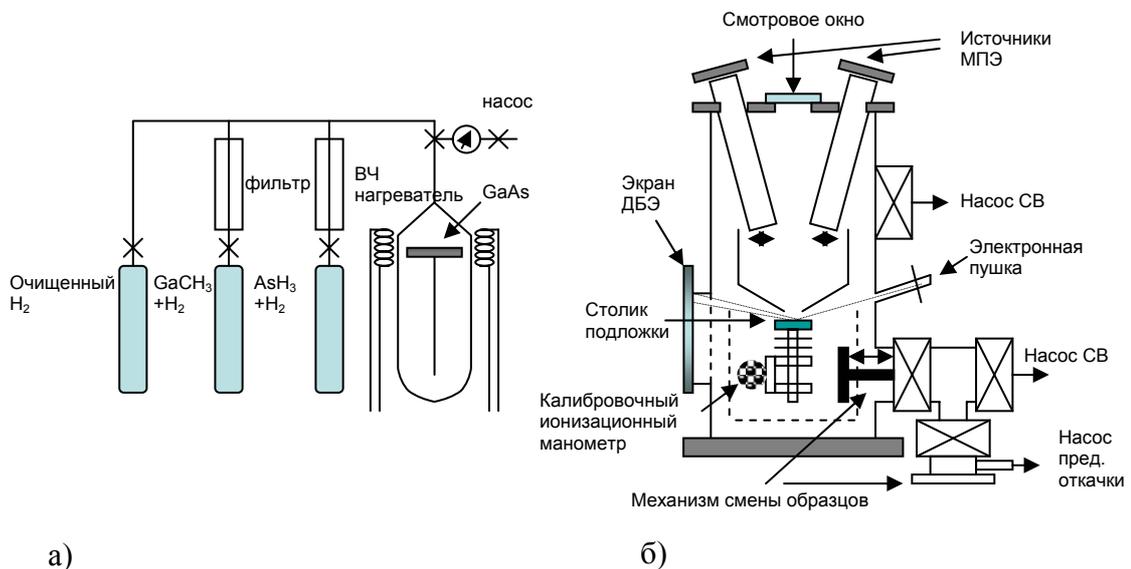


Рис. 2.1. а) схема установки ГФЭМОС б) схема установки МПЭ.

Следует отметить некоторые отрицательные особенности. В данном методе газы подаются в реактор при относительно высоких давлениях (выше 1 тор). В результате в реакторе может быть высокая концентрация загрязняющих примесей.

В главе 5 для сравнительного анализа нами использовался образец без брегговских зеркал, содержащий КЯ, аналогичные КЯ в образце с МР. Образец только с КЯ был выращен *методом молекулярно-пучковой эпитаксией* (МПЭ). Данный метод роста происходит в условиях сверхвысокого вакуума (около 10^{-11} тор). Реагенты вводятся в форме молекулярных пучков. Молекулярный пучок создается путем нагревания исходного материала до испарения в ячейке с очень малым отверстием. Когда пар выходит из ячейки через маленькую апертуру, его молекулы (или атомы) образуют хорошо коллимированный пучок. Обычно на подложку, на которой происходит эпитаксиальный рост пленки, направлено несколько молекулярных пучков, содержащих элементы для образования полупроводника. На рис. 2.1 б) приведена схема установки МПЭ. Для контроля концентрации реагентов у подложки, слежения в процессе роста за состоянием поверхности и качеством получаемой пленки используются электроны и ионы в качестве зонда. К методам контроля, связанным с электронами, относятся Оже-электронная спектроскопия, диффракция медленных электронов, диффракция быстрых электронов и рентгеновская и ультрафиолетовая фотоэмиссионная спектроскопия. Метод МПЭ в настоящее время используется для роста гетероструктур, КЯ и квантовых точек высокого качества. Единственным недостатком является длительное время роста и высокая стоимость. Вследствие этого метод МПЭ применяется для изучения условий выращивания пленок высокого качества, а в промышленном производстве пленок используется метод ГФЭМОС.

В нашей работе была исследована высококачественная МР структура (добротность ~ 3000) с квантовыми ямами в активном слое (рис. 2.3).

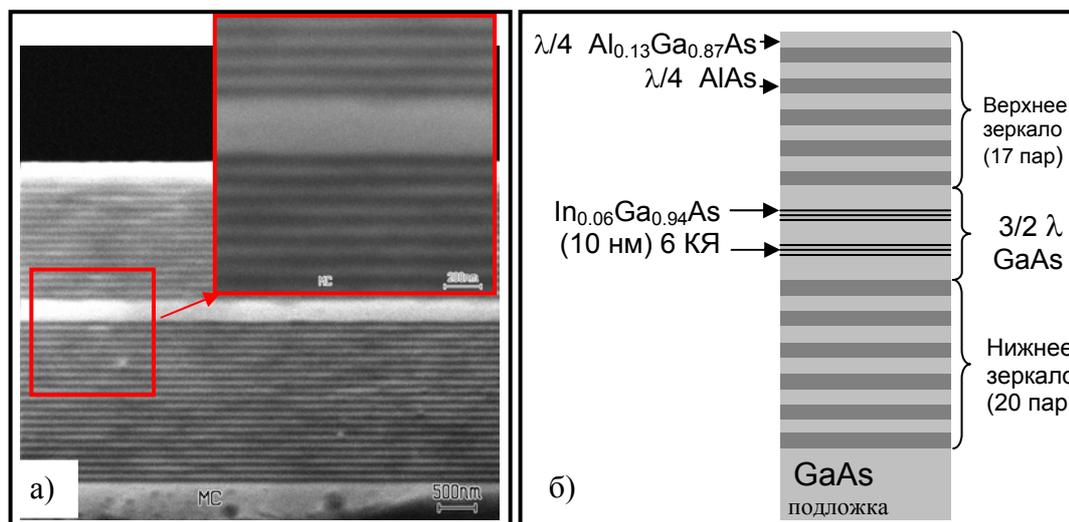


Рис. 2.2. а) Снимок торцевой части образца МР, сделанный на электронном микроскопе (светлым – GaAs, AlGaAs, темным AlAs, черный - вакуум). б) схематическое изображение МР.

Брэгговские зеркала состояли из 17 (20) повторяющихся $\lambda/4$ $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}/\text{AlAs}$ слоев для фронтального и тыльного зеркала, соответственно. Структура была выращена методом ГФЭМОС на подложке GaAs толщиной ~ 0.5 мм. В активном слое МР GaAs толщиной $3/2 \lambda$ были помещены 6 КЯ $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}/\text{GaAs}$, ширина КЯ 10 нм. Величина Раби-расщепления Ω составляла $\sim 6,5$ мэВ. Она была определена как минимум расщепления между НПВ и ВПВ [5] при нулевом рассогласовании δ . МР был выращен таким образом, что толщина активного слоя плавно меняется вдоль образца, что приводит к изменению энергии фотонной моды E_{ph} , и, соответственно, величины рассогласования энергий экситона E_{exc} и фотонной моды $\delta = E_{\text{ph}} - E_{\text{exc}}$ в состояниях с $k=0$.

§ 2.2. Экспериментальная установка для исследования параметрического рассеяния поляритонов и четырехволнового смешения.

На рис. 2.3 представлена блок-схема экспериментальной установки. Лазерная система состоит из задающего генератора – непрерывный аргоновый лазер Л1, и титан-сапфирового (TiSP) лазера Л2, возбуждаемого аргоновым лазером и используемого для резонансного возбуждения НПВ. Длина волны TiSP лазера подстраивалась в резонанс с НПВ (глава 4), либо сканировалась (глава 3). Угол возбуждения (от нормали к поверхности образца) изменялся от 10^0 до 24^0 . Для возбуждения выше запрещенной зоны GaAs использовался гелий-неоновый (HeNe) лазер Л3 ($E_{\text{HeNe}} \sim 1.96$ эВ). Оба лазерных луча с помощью линз фокусировались в пятно на поверхности образца диаметром ~ 50 μ . В эксперименте с четырехволновым смешиванием (глава 3) использовался второй TiSp лазер, свет которого был направлен по нормали к плоскости МР, с фиксированной энергией E_t чуть ниже НПВ. Регистрация сигнала происходила на квазиимпульсе $2k_p$. Пропускание лазера накачки через МР измерялось измерителем мощности М.

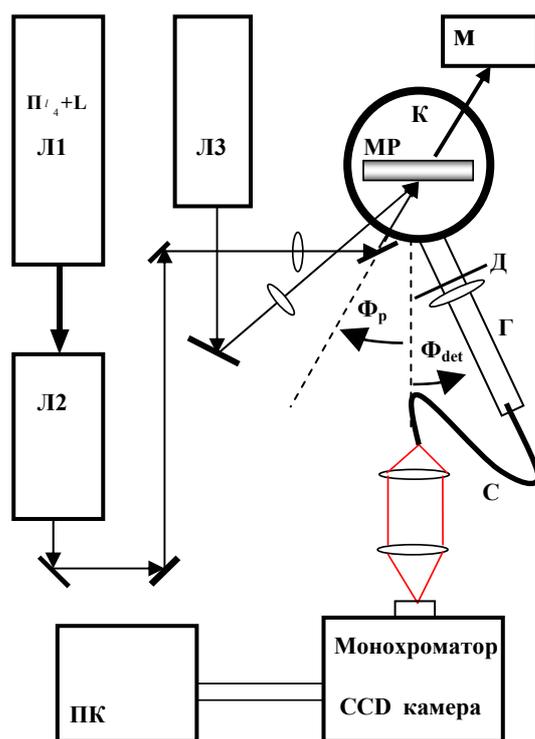


Рис. 2.3. Схема экспериментальной установки.

Изменение угла падения Φ_p на образец позволяет возбуждать состояния с квазиимпульсом $\mathbf{k}_p = \mathbf{q} \sin(\Phi)$, где \mathbf{q} – волновой вектор фотона вне МР. Сбор сигнала ФЛ под разными углами Φ_{det} осуществлялся при помощи линз и световода С, закрепленных на плечо гониометра Г. Для разрешения по углам использовалась диафрагма Д, обеспечивающая телесный угол $\sim 0.5^\circ$. Образец был помещен в гелиевый криостат К, температуру внутри которого изменяли в диапазоне от 5К до 20К, используя систему терморегулировки (погрешность ~ 0.05 К). Сигнал ФЛ регистрировался с использованием двойного метрового монохроматора Ramanog U1000, дисперсия которого $\sim 7.5 \text{ \AA/мм}$, и CCD-камеры (1024x256 каналов), охлаждаемой азотом. Данные поступали с контроллера CCD-камеры на компьютер (ПК).

§ 2.3. Экспериментальная установка для исследования в режиме «накачка-зондирование».

В методике накачка-зондирование накачивающий короткий импульс создает эффективную заселенность в состоянии k_p с энергией, находящейся в резонансе с НПВ, а зондирующий импульс тестирует различные состояния по прошествии некоторого времени. Данная конфигурация при вариации поляризации лучей накачки и зондирования, их временного положения друг относительно друга с помощью линии задержки позволяет определять состояние системы в конкретный момент времени по изменению пропускания зондирующего импульса, а общая картина при разных временах задержки дает эволюцию системы. При использовании магнитного поля, направленного по оси роста МР ($\vec{B} \parallel Z$), приводящего к энергетическому расщеплению спиновых поляритонных состояний $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$, можно получить времена релаксации поляритонной системы, времена спиновой когерентности и времена спиновой релаксации. Эксперименты по накачке-зондированию в магнитном поле проводились в геометрии пропускания с использованием фемтосекундного импульсного титан-сапфирового лазера.

Импульс накачки падал на образец, находящийся в магнитном криостате под гелиевой откачкой при $T = 2$ К, под углом в 15° от нормали ($k_p = 1.8 \mu^{-1}$). Пробный луч направлялся по нормали к МР, тестируя поляритонную населенность в $k=0$, или под углом -15° , тестируя населенность состояний в $k = -k_p$, или под углом $\sim 30^\circ$, тестируя населенность состояний в $k=2k_p$. Схема эксперимента показана на рис. 2.5. Оба луча фокусировались в одну точку на образце с диаметром пятна ~ 50 мкм. Энергия накачки настраивалась на резонанс с НПВ на выбранном k_p .

Сигнал пропускания спектрально анализировался монохроматором с разрешением ~ 30 мкэВ и детектировался CCD камерой при различных временных задержках между импульсами ($t_d = t_{\text{probe}} - t_{\text{pump}}$).

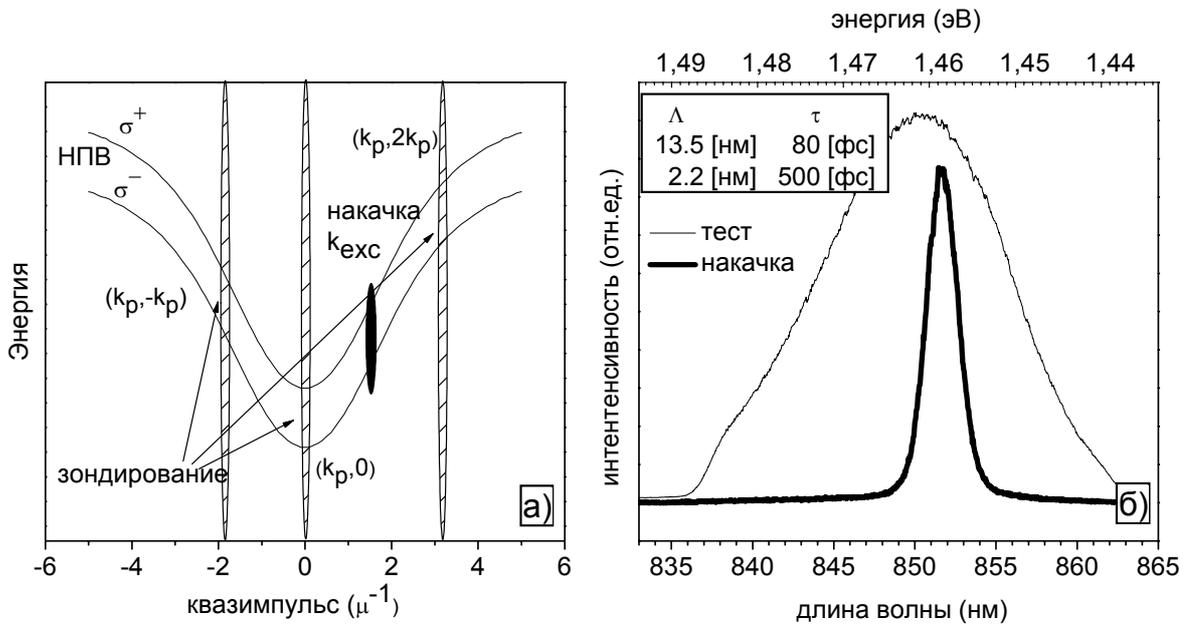


Рис. 2.5. а) Схема эксперимента накачка-зондирование. б) Тонкая линия - спектр импульса зондирования, жирная линия – спектр импульса накачки. На вставке показаны соответствующие спектральные ширины линий и длительности импульсов.

Спектральная ширина импульса накачки после дифракционной решетки и щели составляла $\sim 22 \text{ \AA}$, что соответствует длительности ~ 0.5 пс, а спектральная ширина импульса теста $\sim 135 \text{ \AA}$, что соответствует ~ 80 фс (Рис.2.5 б).

На рис.2.5 представлена блок-схема экспериментальной установки. Основными элементами импульсной лазерной системы являются: твердотельный фемтосекундный титан-сапфировый лазер “Tsunami Ti:sapphire Laser 3955” (TiSp) с лазером накачки “Millennia Vc J Laser” (Millenia). Излучение лазера TiSp перестраивается в диапазоне 7100 –

9800 Å . Длина импульса ~80 фс, частота повторения 82 МГц, поляризация горизонтальная.

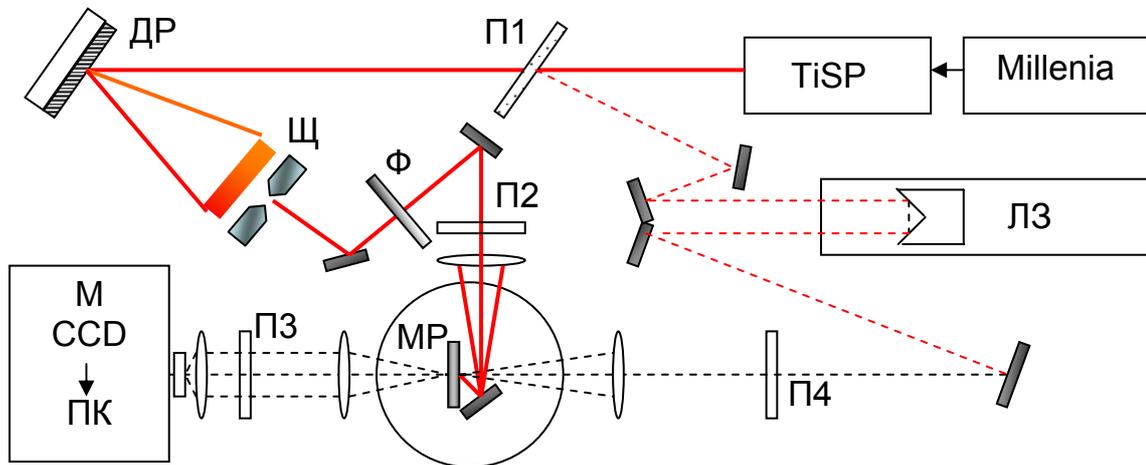


Рис. 2.6. Схема экспериментальной установки. Луч накачки обозначен сплошной линией, луч зондирования – пунктиром.

Фемтосекундный импульс от TiSp падает на полупрозрачную пластинку П1, где разделяется на два импульса. Импульс накачки (на рис. 2.6 обозначен сплошной линией), использующийся затем для возбуждения системы, падает на дифракционную решётку ДР. Щель Щ вырезает ограниченный спектральный интервал ~3 мэВ (рис. 2.5 б) , в результате длительность импульса накачки увеличивается до ~0.5 пс. С помощью градиентного фильтра Ф регулируется мощность импульса накачки. Далее импульс проходит через пластинку $\frac{\lambda}{2}$ либо $\frac{\lambda}{4}$ (П2), позволяющую менять его поляризацию (для возбуждения МР в основном использовались горизонтальная и вертикальная поляризации импульса накачки, в отдельных экспериментах циркулярная поляризация) и с помощью линзы фокусируется на образец под углом $\theta \approx 15^\circ$ к нормали. Зондирующий импульс, имеющий длительность ~80 фс, обозначенный на рис. 2.6 пунктиром, проходя через систему зеркал, попадает на линию

задержки ЛЗ, позволяющую менять длину оптического пути, в результате чего импульсы накачки и зондирования фокусируются на образец с задержкой по времени t_d . После поляризующей пластинки П4 ($\frac{\lambda}{2}$ или $\frac{\lambda}{4}$) линза фокусирует импульс теста на образец (возможны геометрии $(k_p, 0), (k_p, -k_p), (k_p, 2k_p)$) (рис.2.5 а). Проходящий через МР сигнал собирается линзой и падает на пластинку ПЗ ($\frac{\lambda}{4}$ + линейный анализатор), позволяющую детектировать нужную циркулярную поляризацию (σ^+ или σ^-). С помощью последней линзы сигнал фокусируется на щель монохроматора М и детектируется азото-охлаждаемой CCD-камерой, данные с которой поступают на компьютер.

ГЛАВА 3. Роль неустойчивости экситонной поляризации в развитии стимулированного параметрического рассеяния поляритонов.

§ 3.1. Введение.

Поляритон-поляритонное рассеяние в МР представляет значительный интерес благодаря сильным нелинейным свойствам, проявляющимся в поведении интенсивности и поляризации излучения при больших плотностях возбуждения вблизи точки перегиба дисперсионной кривой НПВ. Сильное резонансное возбуждение приводит к возникновению параметрического рассеяния в состоянии с $k_s \sim 0$ и $k_i = 2k_p$ с выполнением законов сохранения $2E_p(k_p) = E_s(k_s) + E_i(k_i)$, $2k_p = k_s + k_i$, которое не описывается в рамках обычной модели четырехволнового смешения [9,10] при вариации угла возбуждения или энергии. В работах [11,12] было найдено, что основные свойства наблюдаемого параметрического рассеяния можно смоделировать на основе решения системы уравнений 1.3.1 (§ 1.2.2) для электрического поля на КЯ E_{QW} и экситонной поляризации $P(k,t)$, с фиксацией электрического поля возбуждающей волны E_{ext} вместо поля на КЯ и учетом всех парных поляритон-поляритонных столкновений.

Анализ уравнений показал, что зависимость поляризуемости моды накачки $|P(k,t)|^2$ от мощности возбуждения $|E_{ext}|^2$ имеет характерную S-образную форму, известную в теории нелинейного осциллятора [58-60] (рис. 3.1), что должно приводить к бистабильному поведению поляризуемости в МР. При нахождении решения выше порога учитывается поляритон-поляритонное рассеяние между всеми макрозаполненными модами. Такое рассеяние является эффективным благодаря специфичному

(с точкой перегиба) закону дисперсии поляритонов и приводит к сильным дополнительным потерям в фотовозбуждаемой моде, вследствие чего $|P(k_p, t)|^2$ испытывает скачок вниз с верхней ветви S-образной кривой для поляризуемости. При этом в системе происходит рассеяние в поляритонные состояния с различными квазиимпульсами и устанавливается квазистационарный режим, особенностью которого стимулированное рассеяние в состояния с $k_s=0$ и $k_i=2k_p$.

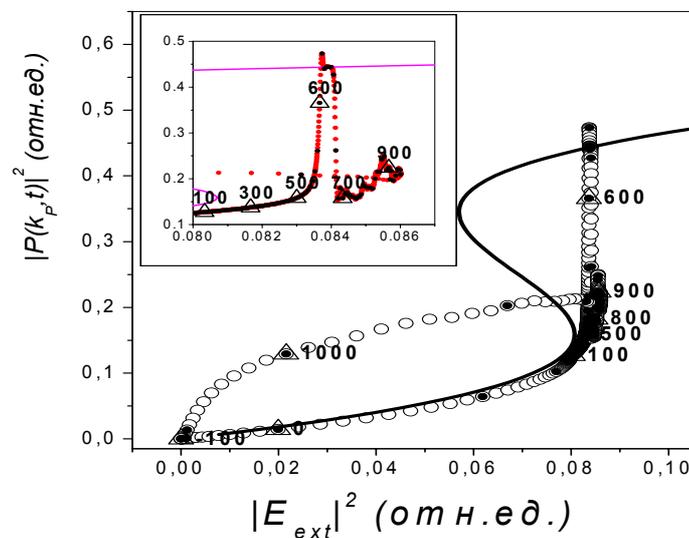


Рис. 3.1. Расчет экситонной поляризации при $k=k_p$. При численном моделировании форма импульса накачки от времени выбиралась такой, чтобы пороговое значение интенсивности накачки достигалось плавно во время действия возбуждающего импульса. На рисунке видно, что в кинетике системы наблюдаются два резких перехода при $t=550$ и 650 пс.

Таким образом, согласно данной модели, отклонение механизма поляритон-поляритонного рассеяния в 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. Появление этой об-

ласти обусловлено специфической дисперсией нижней поляритонной ветви с распадным спектром НПВ благодаря наличию точки перегиба. Именно эта нестабильность приводит к одновременному пороговому росту заполнения поляритонных мод в большой области фазового пространства, а рассеянный сигнал получается сильно стохастическим. При этом параметрическое рассеяние начинает доминировать в наиболее заполненные моды вблизи $k \sim 0$.

Таким образом, непосредственный анализ поведения поляризации на КЯ в активной области МР, является принципиальным для проверки справедливости предложенной модели, предсказывающей жесткий режим возникновения стимулированного параметрического рассеяния поляритонов в МР. Этому анализу и посвящена данная глава.

§ 3.2. Экспериментальное исследование поляризации на КЯ в активной области МР.

Для измерения поляризации на квантовых ямах в МР использованы измерения зависимости пропускания МР от плотности возбуждения на $k=k_p$ и исследования четырехволнового смешения.

Наиболее простой способ измерения поля на КЯ – это измерение пропускания, величина которого T пропорциональна квадрату ϵ_{QW} :

$$T(E) \sim |\epsilon_{QW}(E)|^2 \quad (3.1)$$

Методика четырехволнового смешения с использованием дополнительного лазера с энергией E_t , как показано на рисунке 3.2, позволяет независимое экспериментальное исследование нелинейного поведения поляризации на КЯ на квазиимпульсе возбуждения. Детально схема эксперимента описана в § 2.2 (глава 2).

Интенсивность сигнала четырехволнового смешения I_{FWM} определяется следующей формулой:

$$I_{FWM}(E_{FWM} = 2E_p - E_t) \sim f(E_{FWM}) |\mathcal{E}_{QW}(E_t)|^2 |\mathcal{E}_{QW}(E_p)|^4, \quad (3.2)$$

где $\mathcal{E}_{QW}(E_t)$ и $\mathcal{E}_{QW}(E_p)$ – электрическое поле на квантовой яме на частоте и квазиимпульсе тестового и накачивающего лучей, 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 $E_{LP}(2k_p)$. При использовании в качестве тестового луча с фиксированными частотой и квазиимпульсом вне кривой дисперсии поляритона $|\mathcal{E}_{QW}(E_t)|^2 \sim P_t$, где P_t – плотность мощности тестового лазера. В этом случае измерение сигнала четырехволнового смешения позволяет проследить за поведением поля на КЯ внутри МР на частоте накачивающего луча.

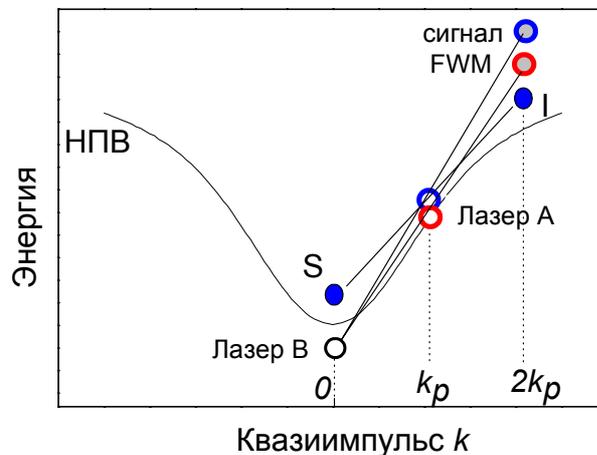


Рис. 3.2. Схема измерения электрического поля на квантовой яме с помощью методики четырехволнового смешения с использованием двух лазеров: частота тестового лазера накачки В фиксируется ниже $E_{LP}(k=0)$, а частота лазера накачки А варьируется вблизи энергии поляритонной ветви при $k=k_p$ вблизи точки перегиба дисперсионной кривой НПВ. Сигнал измеряется на квазиимпульсе $k=2k_p$ одновременно с холостым сигналом стимулированного параметрического рассеяния.

На рис. 3.3 приведены спектральные зависимости сигнала четырехволнового смешения для МР с рассогласованием энергий фотонной и экситонной мод, равном $\delta \sim 0.5$ мэВ. Спектры записаны при импульсе накачки $k_p=1.8 \mu^{-1}$, фиксированном вблизи точки перегиба дисперсионной кривой НПВ, и вариации частоты лазера накачки E_p вблизи $E_{LP}(k_p)$.

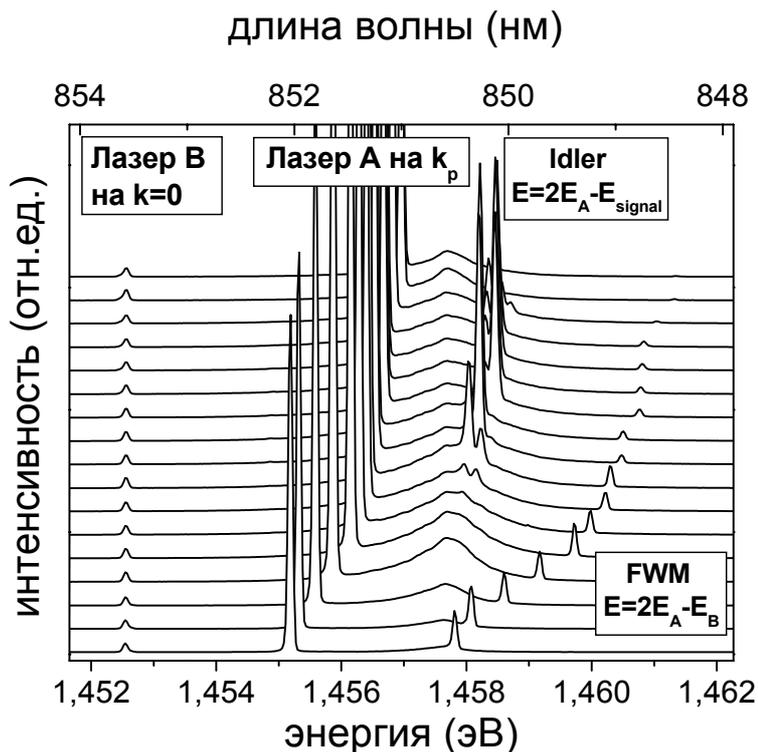


Рис. 3.3. Спектральные зависимости сигнала четырехволнового смешения (FWM) и сигнала стимулированного рассеяния (Idler) от частоты возбуждающего лазера А, записанные при $k=2k_p$.

Для тестового лазера В мы выбрали $k=0$ и энергию $E_t = 1.4525$ эВ $< E_{LP}(k=0)=1.4535$ эВ. При этом сигнал четырехволнового смешения наблюдается при $k_{FWM}=2k_p$ и лежит выше НПВ во всей области изменения E_p . Благодаря выбору для тестового луча $k_t=0$, 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.

На рис. 3.3 приведены спектры, записанные под углом ~ 30 градусов к нормали МР ($k=2k_p$) при фиксированных плотностях мощности накачки $P_p = 680 \text{ Вт/см}^2$ и тестового луча $P_t = 100 \text{ Вт/см}^2$. Величина P_t выбрана таким образом, что, с одной стороны, сигнал FWM хорошо регистрируется на фоне люминесценции НПВ, а с другой, она не выходит за пределы применимости выражения (3.2), требующего линейной зависимости сигнала FWM от величины P_t . (Из измерений зависимости I_{FWM} от плотности мощности тестового было найдено, что при фиксированной мощности накачки P_p интенсивность $I_{\text{FWM}} \sim P_t$ в широкой области $P_t < 300 \text{ Вт/см}^2$.)

В спектрах наблюдается широкая линия, расположенная на энергии $E \sim 1.458 \text{ эВ}$, спектральное положение которой не зависит от частоты накачивающего лазера А. Эта линия обусловлена излучением поляритонов с НПВ с $k=2k_p$. Кроме этой линии в спектре наблюдается еще четыре узких линии. Две из этих линий вызваны рассеянным светом тестового лазера В ($E \sim 1.4525 \text{ эВ}$) и лазера возбуждения А (E в области $1.455-1.457 \text{ эВ}$), а две оставшихся отвечают полезному сигналу. Сигнал четырехволнового смешения тестового и накачивающего лучей (FWM) расположен в области от 1.458 эВ до 1.461 эВ ; с уменьшением длины волны возбуждающего лазера пик FWM сдвигается в сторону больших энергий с удвоенной скоростью. И наконец, в узкой области энергий возбуждающего лазера $E_A = 1.456 - 1.4565 \text{ эВ}$ в спектре наблюдается холостой сигнал от стимулированного параметрического рассеяния (Idler).

На рис.3.4 показано изменение интенсивности сигнала $I_{\text{FWM}}(E_p)$, на квазиимпульсе $k=2k_p$ при вариации частоты лазера накачки А в области резонанса с поляритонной модой наряду с пропуском излучения лазера А при $k=k_p$ на рис. 3.4 а) для двух плотностей возбуждения (выше и ниже P_{thr}).

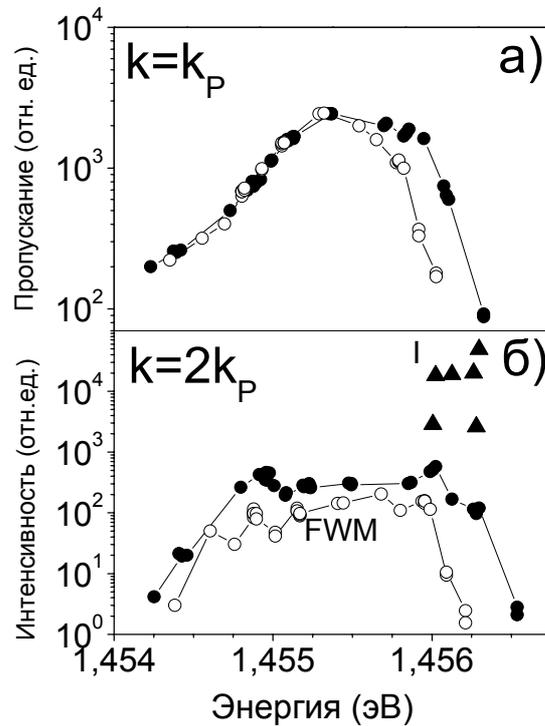


Рис. 3.4. Зависимости величины пропускания при $k=k_p$ - а) и интенсивности $I_{\text{FWM}}(E_p)$ на квазиимпульсе $k=2k_p$ - б) при вариации частоты лазера накачки Λ в области резонанса с поляритонной модой для плотностей возбуждения выше P_{thr} (680 Вт/см^2 – черные символы) и ниже P_{thr} (440 Вт/см^2 – открытые символы). Треугольниками на рис. б) показана зависимость интенсивности холостого сигнала стимулированного рассеяния при 680 Вт/см^2 .

Зависимость $I_{\text{FWM}}(E_p)$, измеренная при фиксированной плотности возбуждения, отражает с точностью до относительно слабо изменяющегося с частотой множителя f частотную зависимость электрического поля в квантовой яме при заданном внешнем поле. Из сравнения сигналов пропускания и четырехволнового смешения на рисунке 3.4 видно, что, как и ожидалось из формул (3.1) и (3.2) для T и I_{FWM} , их зависимости от P_p качественно одинаковы. С ростом плотности возбуждения лазера накачки Λ $P(E_p)$ от 440 до 680 Вт/см^2 сигнал $I_{\text{FWM}}(E_p)$ несколько уширяется. Зависимость $I_{\text{FWM}}(E_p)$ качественно отличается от зависимо-

сти сигнала стимулированного параметрического рассеяния, также показанного на рис. 3.4 б): сигнал стимулированного параметрического рассеяния появляется пороговым образом при $P(E_p) > 500 \text{ Вт/см}^2$. При 680 Вт/см^2 параметрическое рассеяние наблюдается в очень узкой спектральной области на фиолетовом краю линии $I_{\text{FWM}}(E_p)$.

На рис. 3.5 показаны зависимости интенсивности сигнала четырехволнового смешения от мощности лазера накачки A $I_{\text{FWM}}(P_p)$ при различных величинах расстройки частоты лазера накачки от энергии НПВ $\Delta = E_p - E_{\text{LP}}$ ($E_{\text{LP}} = 1.4554 \text{ эВ}$).

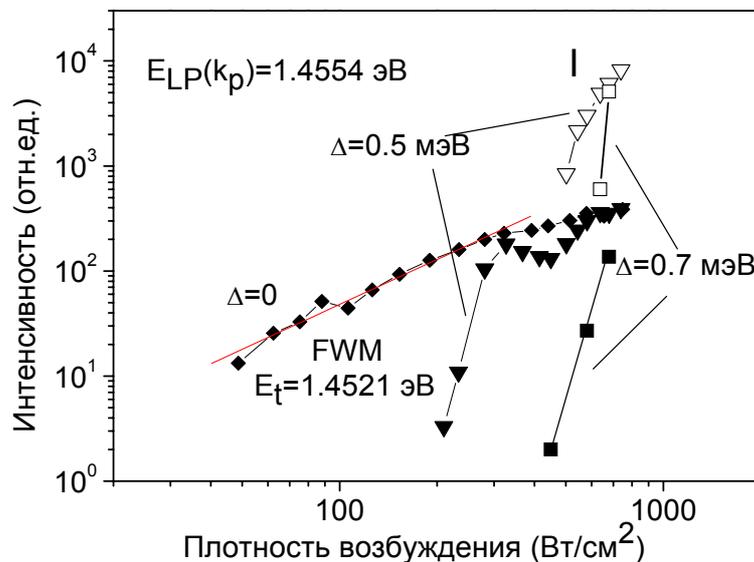


Рис. 3.5. Зависимости сигнала четырехволнового смешения волн E_p и E_t (FWM) и холостого сигнала стимулированного параметрического рассеяния (I -idler) от плотности возбуждения P_p для разных значений расстройки Δ между частотой лазера накачки E_p и частотой НПВ на угле накачки $E_{\text{LP}}(k_p)$.

На рисунке видно, что при резонансном возбуждении НПВ ($\Delta = 0$, черные ромбы) интенсивность $I_{\text{FWM}} \sim P_p^2$ в области малых возбуждений $P_p < 150 \text{ Вт/см}^2$ и выходит на субквадратичную зависимость при дальнейшем увеличении, при этом линии, отвечающей стимулированному

параметрическому рассеянию, в спектре не появляется. Насыщение сигнала при больших плотностях возбуждения связано со сдвигом резонансной частоты НПВ в сторону больших энергий из-за поляритон-поляритонного взаимодействия. Стимулированное рассеяние появляется при больших плотностях возбуждения только при возбуждении выше E_{LP} на величину $\Delta=0.5$ мэВ. На рис. 3.4 видно, что поведение $I_{FWM}(P_p)$ в этом случае изменяется качественно: FWM сигнал начинает регистрироваться на фоне слабого сигнала люминесценции при некоторой критической плотности возбуждения $P^*_{cr} \sim 200$ Вт/см², а при превышении величины P^*_{cr} всего в 1.5 раза I_{FWM} пороговым образом вырастает более, чем на 2 порядка величины, и выходит на субквадратичную зависимость от P_p . Как и ожидалось, граница P^*_{cr} порогового возрастания I_{FWM} быстро растет с увеличением Δ . Так, при возрастании Δ до 0.7 мэВ P^*_{cr} возрастает до ~ 450 Вт/см². Пороговая зависимость $I_{FWM}(P_p)$ однозначно свидетельствует о развитии неустойчивости поляритонного осциллятора на частотах лазера возбуждения, на которых наблюдается стимулированное параметрическое рассеяние: $E_A - E_{LP} = 0.5 - 0.7$ мэВ. Это наблюдение находится в качественном согласии с выводами в работах [11,12] о том, что стимулированное параметрическое рассеяние развивается в области неустойчивости поляритонного осциллятора. Более детальное сравнение эксперимента с теорией приводится в следующем параграфе.

§ 3.3. Роль нестабильности экситонной поляризации на КЯ в развитии стимулированного параметрического рассеяния поляритонов: сравнение с теорией.

На рис. 3.6 приведены рассчитанные зависимости коэффициента пропускания микрорезонатора (а) и интенсивности сигнала четырехволнового смешения (б) от расстройки частот накачки и моды НПВ $\Delta = E_p - E_{LP}(k_p)$ для нескольких значений интенсивности внешнего поля. Расчет был выполнен с учетом возбуждения двумя лазерами (два источника когерентного возбуждения). В расчетах пропускания и четырехволнового смешения, так же, как и в расчетах стимулированного параметрического рассеяния, описанных в модели § 1.2.2, использовалось возбуждение импульсами с длительностью 1.2 нс, при этом на рисунке приведены величины пропускания и четырехволнового смешения, устанавливающиеся после бистабильного скачка поляритонного осциллятора. Пропускание микрорезонатора (для $k = k_p$) вычисляется по формуле:

$$T = \left\langle \alpha \cdot \frac{|\mathcal{E}_{QW}|^2}{|\mathcal{E}_{ext}|^2} \right\rangle,$$

где усреднение производится по интервалу 300 пс в конце импульса накачки, в течение которых $|\mathcal{E}_{QW}|$ не изменяется. На рис. 3.5 показаны зависимости пропускания T от расстройки $\Delta = E_p - E_{LP}(k_p)$, рассчитанные при $\delta = 0.5$ мэВ и квазиимпульсе $k_p = 1.8 \mu^{-1}$, фиксированном вблизи точки перегиба НПВ. Коэффициент α в рассматриваемой узкой области частот можно считать постоянным. Для интенсивности внешнего поля выбрано три значения: $|\mathcal{E}_{ext}|^2 = 0.005, 0.04$ и 0.09 отн.ед., отвечающие, соответственно, возбуждению существенно ниже, чуть выше и сильно выше кри-

тической для проявления бистабильности поляритонного осциллятора. Результаты вычислений пропускания и интенсивности сигнала четырехволнового смешения I_{FWM} показаны на рис. 3.6 а) и б), соответственно.

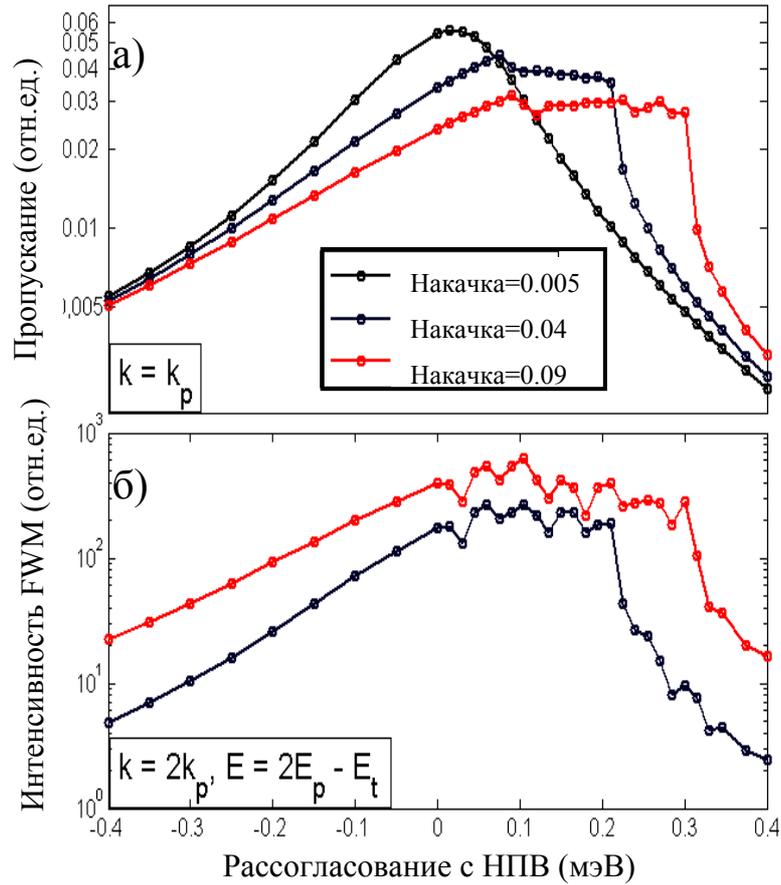


Рис. 3.6. Зависимости коэффициента пропускания микрорезонатора а) и интенсивности сигнала четырехволнового смешения б) от расстройки накачки $\Delta = E_p - E_{\text{LP}}(k_p)$ для нескольких значений интенсивности внешнего поля.

Для случая малой плотности возбуждения $|\epsilon_{\text{ext}}|^2 = 0.005$, как и следовало ожидать, в спектре пропускания наблюдается пик с максимумом, практически совпадающим с энергией поляритонного осциллятора. При увеличении плотности возбуждения до $|\epsilon_{\text{ext}}|^2 = 0.04$ спектр пропускания качественно изменяется: в спектре появляется плато в области $\Delta = 0.07 - 0.25$ мэВ и резкий спад пропускания при больших Δ . Дальнейшее увеличение плотности возбуждения ведет только к количественным измене-

ниям в спектре, а именно к увеличению плато. Сравнение экспериментальных зависимостей коэффициента пропускания от частоты (рис. 3.4 а), с рассчитанными для больших плотностей возбуждения (рис. 3.6 а) показывает хорошее качественное согласие: в обоих случаях в спектре имеется ярко выраженное плато, величина которого растет с ростом плотности возбуждения.

Причина образования плато в спектре пропускания иллюстрируется на рис. 3.7, где рассмотрен случай для большой плотности возбуждения $|\epsilon_{\text{ext}}|^2 = 0.09$. В левой части рисунка показана зависимость величины электрического поля на КЯ в зависимости от плотности возбуждения для четырех величин рассогласования частот возбуждения и НПВ. В случае, когда частота излучения лазера накачки находится ниже НПВ ($\Delta < 0$), динамика поляритонной системы является устойчивой. В этой области зависимость величины поля от плотности накачки является сублинейной вследствие того, что с ростом плотности поляритонов в системе экситон-экситонное взаимодействие приводит к перенормировке (увеличению) энергии поляритона и, следовательно, к увеличению расстройки между частотами лазера и НПВ. При положительных расстройках с увеличением плотности возбуждения перенормировка энергии поляритона, наоборот, сначала ведет к приближению поляритонного резонанса к частоте накачки и, следовательно, к развитию нелинейности в величине поля. Сублинейность появляется лишь при больших накачках, когда перенормированная поляритонная ветка окажется выше частоты возбуждающего лазера. На рис. 3.7 видно, что нелинейное поведение $\epsilon(P)$ достаточно ярко проявляется уже при $\Delta=0.15$ мэВ, а при больших Δ зависимость становится S-образной, указывающей на возможность бистабильного поведения поляритонного осциллятора.

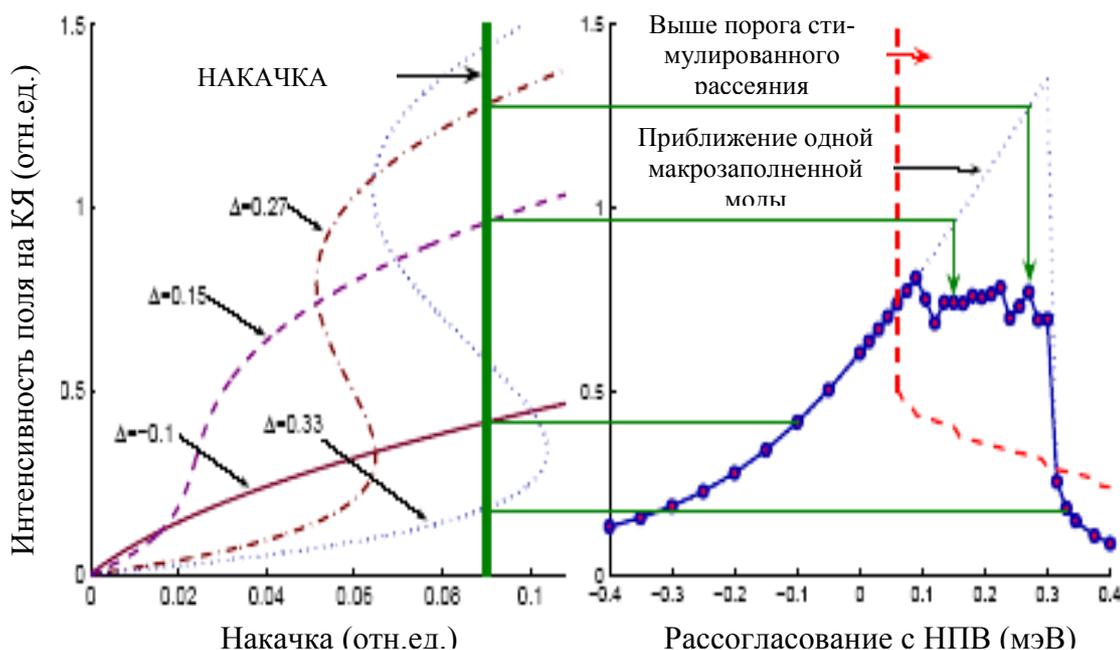


Рис. 3.7. Слева: S-контуры, определяющие состояния раскачиваемой моды, для нескольких разных значений Δ . Жирная линия соответствует данной (фиксированной) интенсивности внешнего поля. Справа: зависимость интенсивности электрического поля на квантовой яме для $k = k_p$ от расстройки накачки Δ (жирная линия). Пунктирная линия показывает значения, полученные в приближении одной макрозаполненной моды; горизонтальными линиями соединены точки, идентичные в устойчивой области. Штриховая линия на правой панели соответствует пороговым значениям интенсивности электрического поля для возникновения параметрической неустойчивости $|\epsilon_{thr}|^2$.

Зависимость величины электрического поля на квантовой яме $|\epsilon|^2$ при $k=k_p$ от Δ при фиксированной плотности возбуждения, равной 0.09, показана в правой части рис. 3.7. Пунктирной линией показана зависимость, рассчитанная в приближении одной макрозаполненной моды (поляритон-поляритонное запрещено). В этом случае поле на КЯ растет монотонно до тех пор пока при больших расстройках, накачка не окажется недостаточной для перехода на верхнюю ветвь, что приводит к резкому падению поля на КЯ. Включение в рассмотрение поляритон-поляритонного рассеяния приводит к увеличению потерь, величина которых сильно возрастает при возникновении стимулированного параметрического рассеяния. Рассчитанная пороговая плотность $|\epsilon_{thr}(\Delta)|^2$ для

стимулированного параметрического рассеяния показана на рис. 3.7 красным пунктиром. Расчет $|\varepsilon_{\text{thr}}(\Delta)|^2$ показывает, что макрозаполненные моды появляются пороговым образом при $\Delta_{\text{thr}}=0.06$ мэВ; при этом $|\varepsilon_{\text{QW}}|^2$ заметно превосходит $|\varepsilon_{\text{thr}}|^2$, и потому возникает стимулированное рассеяние.

Вследствие этого, на протяжении всей спектральной области, где система оказывается неустойчивой, интересующая нас величина $\langle |\mathcal{E}_{\text{QW}}(k_p, t)|^2 \rangle$ и интенсивность сигнала четырехволнового смешения $I_{\text{FWM}} = |\varepsilon_{\text{QW}}(2k_p; 2E_p - E_t)|^2 \sim |\varepsilon_{\text{QW}}(k_p; E_p)|^4$ изменяются сравнительно мало; однако на квазиимпульсе $2k_p$ и энергии $E \approx E_{\text{LP}}(2k_p) + 1$ мэВ появляется холостой сигнал стимулированного рассеяния I , интенсивность которого на несколько порядков превосходит I_{FWM} .

Следующее качественное изменение происходит при $\Delta=0.3$ мэВ, когда точка потери устойчивости раскачиваемой моды достигает значения интенсивности накачки $|\varepsilon_{\text{ext}}|^2 = 0.09$. Очевидно, что при $\Delta > 0.3$ мэВ переход на верхнюю ветвь S-контура невозможен, а для точек нижней ветви система является полностью устойчивой (см. рис. 3.7). Таким образом, в этом случае, также как и для $\Delta < 0.06$, динамика системы определяется видом S-контура. Отметим еще, что критическое значение Δ , при котором раскачиваемая мода оказывается запертой на нижней ветви, растет с увеличением интенсивности внешнего поля; этим объясняется характерное уширение спектра пропускания (см. рис. 3.6).

Сравнение экспериментальных зависимостей величины коэффициента пропускания от частоты возбуждающего лазера (рис. 3.4) с рассчитанными (рис. 3.7) показывает, что предложенная модель отражает основные черты поведения электрического поля от плотности возбуждения, однако она явно недостаточна для количественного описания. Ка-

чественное согласие наблюдается также и для измеренных и рассчитанных в рамках данной модели зависимостей сигнала четырехволнового смешения, приведенных, соответственно, на рис. 3.4 б) и 3.6 б).

Рассмотрим теперь поведение поля при фиксированной расстройке энергий возбуждающего лазера и моды НПВ при $k=k_p$.

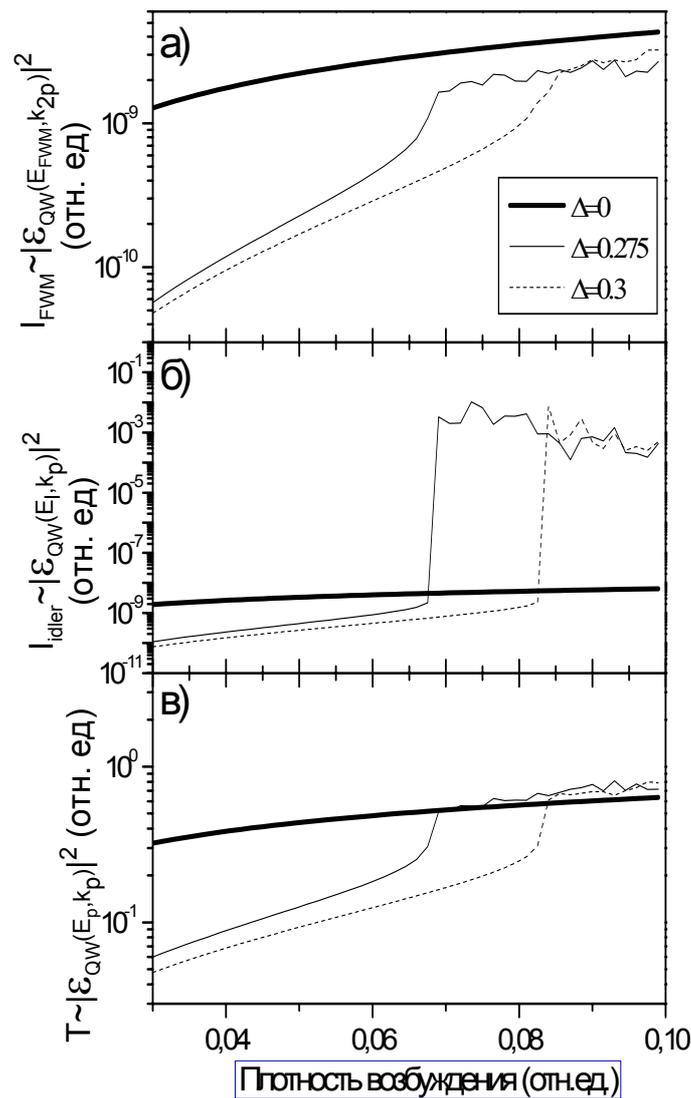


Рис. 3.8. Зависимости а) сигнала четырехволнового смешения волн E_p и E_t (FWM) б) интенсивность на частоте холостого сигнала стимулированного параметрического рассеяния (I_{idler}) в) интенсивность на частоте накачки - от плотности возбуждения P_p для разных значений расстройки Δ между частотой лазера накачки E_p и частотой НПВ на угле накачки $E_{LP}(k_p)$.

На рисунке 3.8 показаны результаты расчета зависимостей от плотности возбуждения для квадрата электрического поля на квантовой яме на квазиимпульсе k_p при $E=E_p$, пропорционального величине пропускания накачивающего импульса и на квазиимпульсе $2k_p$ при $E=E_{\text{FWM}}(k_{\text{FWM}}=2k_p)$ и E_I , пропорциональных, соответственно, величинам сигнала четырехволнового смешения лазеров накачки ($k=k_p$) и тестирования ($k=0$) и холостого сигнала стимулированного параметрического рассеяния поляритонов с $k=k_p$. Вычисления выполнены с использованием уравнений (1.3.1) для трех величин расстройек $\Delta = \hbar\omega - E_{\text{LP}}(k_p)$

На рис 3.8 в) видно, что в области плотностей возбуждения $P > 0.03$ при $\Delta=0$ сигнал пропускания зависит от P сублинейно и при больших P стремится к насыщению. Такое поведение связано с перенормировкой энергии поляритонного осциллятора, вследствие которой энергия возбуждающего кванта выходит из резонанса с частотой НП при $k=k_p$. Величина сигнала четырехволнового смешения лучей накачки демонстрирует в приведенной области плотностей возбуждения субквадратичную зависимость и, как и следовало ожидать, пропорциональна $|\mathcal{E}(k_p)|^4$. Сигнал от поляритон-поляритонного рассеяния для поляритонов, возбуждаемых в $k=k_p$, на двойном квазиимпульсе $k=2k_p$ (рис 3.8 б) относительно мал и также демонстрирует субквадратичную зависимость. Расчеты для I_{FWM} находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами, приведенными на рис. 3.5. Однако, уже при небольшом отклонении частоты накачки от резонанса с НПВ ($\Delta=0.275$ мэВ) поведение T , I_{FWM} и I_{idler} изменяется качественно. При малых плотностях возбуждения поле на КЯ уменьшается как при $k=k_p$, так и при $k=2k_p$ поскольку возбуждение происходит выше резонансной частоты. Однако при некоторой критической плотности возбуждения $P^*_c \sim 0.6$ в зависимостях поля от

плотности возбуждения наблюдается резкий скачок. Скачок наблюдается одновременно не только для ε при $k=k_p$ и на частоте FWM при $k_{\text{FWM}}=2k_p$, но и для поля на частоте холостого сигнала стимулированного параметрического рассеяния поляритонов, причем если величина скачка сигнала FWM лежит в пределах 3-4 раз, то холостой сигнал при этом увеличивается на несколько порядков. Скачок сигнала отвечает переходу поляритонного осциллятора на верхнюю ветвь S-образной кривой. При дальнейшем увеличении величины Δ до 0.3 мэВ качественных изменений в поведении T , I_{FWM} и I_{idler} не наблюдается, происходит лишь увеличение пороговой плотности мощности для начала развития неустойчивостей в системе (рис. 3.8).

Описанное выше поведение I_{FWM} и I_{idler} с ростом плотности возбуждения качественно согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рис. 3.5. Однако следует обратить внимание на одну существенную деталь. Из расчетов в рамках предложенной модели следует, что стимулированное параметрическое рассеяние должно развиваться сразу после скачка поляритонного осциллятора на верхнюю ветку S-образной кривой нелинейного осциллятора [11,12]. В эксперименте же (рис. 3.5) было найдено, что такое поведение наблюдается только при больших Δ (≈ 0.7 мэВ). В тоже время при $\Delta=0.5$ мэВ электрическое поле на квантовой яме после перехода осциллятора на верхнюю ветку при $P \sim 300$ Вт/см² еще недостаточно для развития неустойчивости относительно поляритон-поляритонного рассеяния. Она развивается только после увеличения плотности возбуждения до 500 Вт/см².

Существенное количественное различие между экспериментальными и рассчитанными зависимостями вполне ожидаемо, поскольку в модели учитывается только поляритон-поляритонное рассеяние, которое становится доминирующим лишь при достаточно больших плотностях

возбуждения, и полностью пренебрегается рассеянием на фононах и свободных носителях, весьма существенных при малых и умеренных плотностях возбуждения. В частности, такое рассеяние, с одной стороны, приводит к дополнительным потерям в возбуждаемой поляритонной моде, а с другой к дополнительному перераспределению поляритонов по поляритонной ветке, влияющему на поляритон-поляритонное рассеяние. Так, на рис. 3.5 видно, что пороговый рост холостого пика I происходит в области очень слабо возрастающего поля на квантовой яме и, следовательно, связан с макрозаполнением состояний поляритонов на дне НПВ. При этом первоначальное заполнение состояний на дне НПВ может быть связано не только с прямым поляритон-поляритонным рассеянием, но и с рассеянием поляритонов на фононах и электронах. Для оценки роли дополнительных механизмов рассеяния поляритонов в формировании стимулированного параметрического рассеяния нами были исследованы температурные зависимости параметрического рассеяния в МР с различной глубиной поляритонной ветви, а также влияние дополнительной нерезонансной подсветки. Результаты исследования приведены в следующей главе.

В настоящей главе обсуждалась роль нестабильности экситонной поляризации на КЯ в развитии стимулированного параметрического рассеяния поляритонов. Исследована зависимость электрического поля на КЯ от плотности и энергии возбуждения в области точки перегиба дисперсионной кривой. Обнаружен предсказанный теорией скачок поля на КЯ. Бистабильное поведение поляритонной моды продемонстрировано в измерениях пропускания и четырехволнового смешения. Найдено, что при достаточно больших расстройках ($\Delta = \hbar\omega - E_{LP}(k_p) > 0.5$ мэВ) скачок поля совпадает с порогом стимулированного

рассеяния в согласии с теорией. При меньших Δ стимулированное рассеяние наступает при более высоких плотностях возбуждения. Показано качественное согласие теоретической модели с учетом неустойчивостей в параметрическом рассеянии с экспериментом.

В заключение, отметим, что экспериментальные исследования неустойчивостей в поведении в МР одновременно с нашими работами выполнялись и рядом других групп ученых, среди которых следует отметить работу [61]. В этой работе наблюдалась бистабильность линейного оптического отклика при накачке в область точки перегиба НПВ, которую авторы регистрировали при фиксированной накачке, изменяя положение точки возбуждения на образце. При этом поведение поля на КЯ в МР не обсуждалось.

ГЛАВА 4. Влияние некогерентных процессов рассеяния на поляритон-поляритонное рассеяние.

§ 4.1. Введение.

Для того чтобы получить более полную информацию о природе нелинейностей ФЛ НП в МР, мы исследовали поведение поляритонного рассеяния при изменении температуры, а также при добавочном возбуждении гелий-неоновым лазером [73,74,77,78].

Наш эксперимент проводился с использованием непрерывного резонансного возбуждения НПВ, а также дополнительного нерезонансного возбуждения выше запрещенной зоны GaAs. Ранее было исследовано влияние температуры на параметрическое рассеяние поляритонов [63]. Было найдено, что повышение температуры ведет к усилению процессов рассеяния экситонов на фонах. Было рассмотрено два случая с разными глубинами НПВ. В случае МР с неглубокой НПВ повышение температуры приводит к термическому опустошению дна НПВ [20,22]. При увеличении глубины НПВ опустошение дна ветви становится затруднительным, а релаксация по энергии фотофобужденных состояний приводит к увеличению заполнения дна НПВ. Влияние температуры на поляритон-поляритонное рассеяние при двух глубинах НПВ было исследовано ранее в работах нашей группы. Эти результаты явились начальными в дальнейших исследованиях процессов рассеяния.

На рисунке 4.1 приведены спектры излучения МР при возбуждении вблизи точки перегиба НП ветви ($k_p = 1.9 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$) для двух точек на образце, соответствующих глубине НПВ ветви $E_X - E_{LP} = 2$ и 4 мэВ, при $T = 5$ и 15 К. При записи спектров излучения лазер слегка

подстраивался по частоте, для того чтобы получить максимальный сигнал. Сдвиг $E_p - E_{LP}(k_p)$ был нулевым при малых плотностях возбуждения и возрастал с ростом P_p . При $P_p < P_{thr}$ сдвиг достигал 0.2 мэВ при 5 К и возрастал до ~ 1 мэВ при 15 К. Тонкая структура пиков при малой плотности возбуждения связана с интерференцией на передней и задней границах образца.

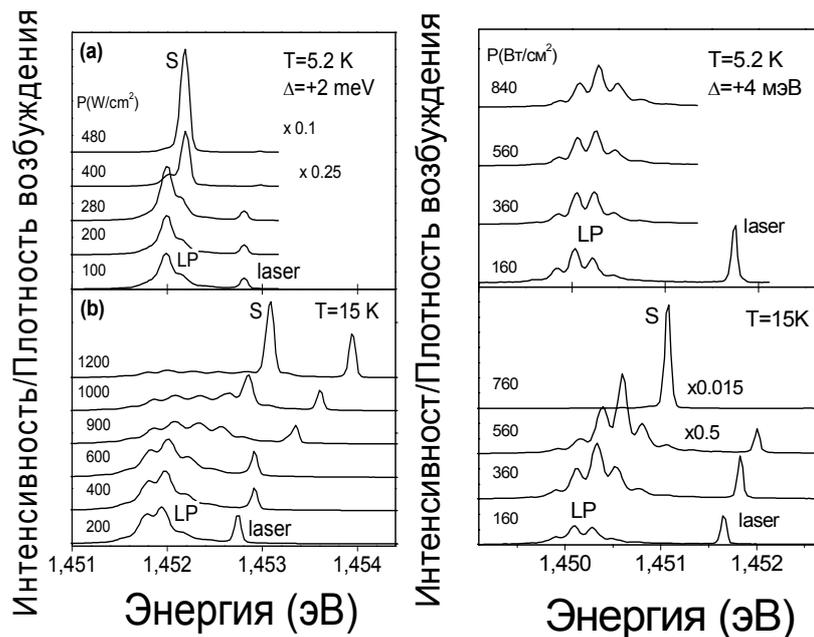


Рис. 4.1. Спектры излучения МР при различных плотностях возбуждения вблизи точки перегиба НП ветви ($k_p = 1.9 \times 10^4 \text{ см}^{-1}$) для двух точек на образце, соответствующих глубине НПВ ветви $E_{LP} - E_X = \Delta_{LP} = 2$ мэВ (левая панель) и 4 мэВ (правая панель), при $T = 5.2$ и 15 К.

На рис. 4.1 видно, что в МР с мелкой НПВ порог для стимулированного параметрического рассеяния, определяемый как мощность накачки, при которой появляется узкая линия S при 15 К выше, чем при 5.2 К. Такое поведение вполне ожидаемо, поскольку усиливающееся с ростом температуры рассеяние поляритонов на фонах, а также на термически возбужденных экситонах и, особенно, электронах, должно вести к увеличению рассеяния поляритонов из макрозаполненной сигнальной и холостой мод. Большая величина P_{thr} для более глубокой поляри-

тонной ветви, наблюдаемый при низкой температуре $T=5$ К может быть объяснена ростом затухания поляритонов с увеличением вклада фотонной моды, затухание которой в исследованном МР с добротностью 3000 примерно на порядок больше затухания экситонов.

Полностью неожиданным оказался однако меньшее значение P_{thr} при 15 К по сравнению с 5.2 К в МР с глубокой НПВ: на рис.4.1 видно, что P_{thr} в МР с глубиной НПВ, равной 4 мэВ при $T=15$ К почти в два раза меньше, чем при 5.2 К. Очевидно, что такое уменьшение P_{thr} с ростом температуры в глубоких НПВ находится в противоречии с предсказаниями стандартной теории четырехволнового смешения, поскольку повышение температуры не может привести к понижению затухания поляритонной моды. Эти данные указывают на то, что процесс стимулированного параметрического рассеяния поляритонов может быть в значительной мере инициирован ростом заполнения дна поляритонной ветви вследствие некогерентных процессов рассеяния поляритонов на фонах. В данной работе этот процесс исследуется более подробно наряду с изучением влияния на процесс стимулированного параметрического рассеяния поляритонов еще одного механизма некогерентного рассеяния поляритонов – рассеяния на горячих экситонах и свободных носителях.

§ 4.2. Температурная зависимость порога стимулированного параметрического рассеяния в МР с разной глубиной НПВ.

Результаты систематических измерений зависимости от глубины НПВ пороговой мощности P_{thr} для двух температур 5 и 18 К представлены на рисунке 4.2 (темные и светлые символы, соответственно). В экс-

перименте луч накачки возбуждает образец при $\phi=14^\circ$ ($k=1.7 \mu^{-1}$) и лазер сдвигается по энергии для осуществления резонансного возбуждения для каждого рассогласования. Подробно схема установки рассмотрена в параграфе § 2.2.

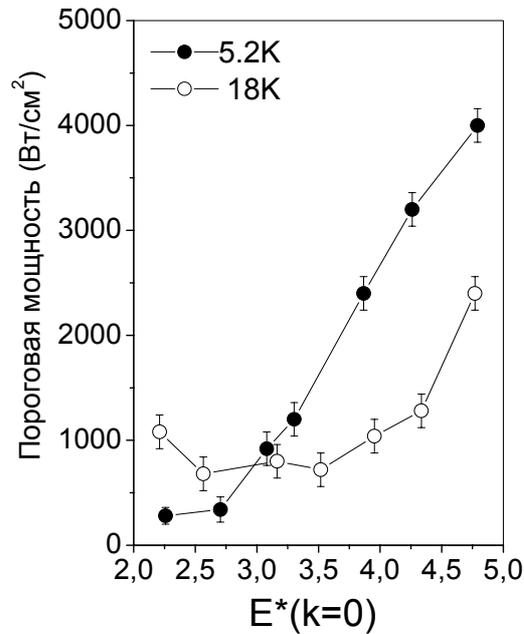


Рис. 4.2. Зависимость пороговой плотности для стимулированного рассеяния от глубины НПВ, отсчитанной от уровня энергии свободного экситона $E^*=E_X-E_{LP}(k=0)$. Данные, полученные при 5,2К и 18К, показаны черными и белыми кружками, соответственно.

На рисунке видно, что при $T=5.2$ К P_{thr} монотонно увеличивается с ростом E^* , причем возрастание P_{thr} превышает порядок величины при увеличении E^* всего на 2 мэВ, с ~ 2.2 до ~ 4.2 мэВ. Как отмечалось выше, такое увеличение хорошо согласуется качественно с ожидаемым вследствие увеличения фотонной и, соответственно, уменьшения экситонной части в поляритонных состояниях с углублением поляритонной ветви. Первое приводит к усилению излучательного затухания, а второе - к уменьшению эффективности поляритон-поляритонного рассеяния. Зависимость $P_{thr}(E^*)$ при 18 К качественно отличается от наблюдаемой при 5.2 К. Величина пороговой плотности сначала слегка уменьшается (в об-

ласти $E^*=2.2-2.6$ мэВ) затем остается практически постоянной вплоть до $E^*\sim 3.5$ мэВ и только при $E^*> 3.5$ мэВ пороговая мощность начинает расти, также как и при 5 К. На рисунке видно также, что пороговая плотность при 18 К в диапазоне $E^*<3$ мэВ выше, а в области $E^*>3.3$ мэВ становится ниже, чем при 5 К. Мы связываем такое поведение $P_{\text{thr}}(E^*)$ с влиянием двух противоположных эффектов увеличения температуры: термического возбуждения поляритонов со дна НПВ и термического подавления эффекта «бутылочного горла» в поляритонной релаксации. Первый эффект доминирует в мелких НПВ с $E^*\leq kT$. Он приводит к опустошению дна поляритонной зоны и, следовательно, к увеличению порога P_{thr} . Второй эффект доминирует в глубоких НПВ. В этом случае рост рассеяния на фононах приводит к ускорению релаксации экситоноподобных поляритонов с большими квазиимпульсами на дно зоны, и, вследствие выравнивания времени релаксации с излучательным временем жизни поляритонов, ведет к росту заполнения дна поляритонной зоны. В условиях, когда такие некогерентные релаксационные процессы достаточны для обеспечения числа заполнения, близких к 1, начинает развиваться процесс стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния на дно НПВ. Очевидно, что с ростом температуры должен начать развиваться процесс термического возбуждения поляритонов со дна зоны, который приведет к прекращению падения P_{thr} . На рисунке 4.2 видно, что это действительно происходит при $kT\sim E^*$.

§ 4.3. Влияние некогерентного рассеяния поляритонов на свободных электронах на стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние.

В работах [25,26,64] было найдено, что еще одним эффективным механизмом некогерентного рассеяния поляритонов на дно зоны является рассеяние на свободных электронах. Такой механизм можно использовать для проверки сделанных выше выводов о роли процессов некогерентного рассеяния на порог стимулированного параметрического рассеяния поляритонов. С этой целью было исследовано поведение стимулированного параметрического рассеяния в условиях резонансного возбуждения вблизи точки перегиба НПВ с дополнительным межзонным возбуждением свободных носителей. Возбуждение выше запрещенной зоны порождает горячие экситоны и свободные носители. В работах [25,64] было найдено, что свободные носители и горячие экситоны, образующиеся в результате межзонного возбуждения, приводят к существенному ускорению релаксации поляритонов на дно поляритонной ветви в МР с глубокой НПВ при низких температурах. В данной работе изучается их эффект на порог стимулированного параметрического рассеяния поляритонов.

На рисунке 4.3 показано влияние слабого (40 Вт/см^2) дополнительного возбуждения горячих экситонов и свободных носителей на порог стимулированного параметрического рассеяния в условиях резонансного возбуждения НПВ вблизи точки перегиба при 5.2 К в МР с мелкой НПВ при 5.2 К . Порог стимулированного параметрического рассеяния в данном образце при возбуждении только TiSP лазером достигается в области 400 Вт/см^2 . Спектр излучения при возбуждении HeNe ла-

зером выше запрещенной зоны с плотностью мощности 40 Вт/см^2 совпадает по интенсивности со спектром излучения при слабом резонансном возбуждении с плотностью мощности примерно 30 Вт/см^2 . При одновременном возбуждении двумя лазерами стимулированное параметрическое рассеяние наблюдается при $P_{\text{TiSP}}=1000 \text{ Вт/см}^2$. Таким образом, дополнительное возбуждение относительно небольшой неравновесной концентрации фотовозбужденных горячих экситонов и электронов (10^9 см^{-2}) приводит к увеличению порога для параметрического рассеяния почти в 2 раза. Это увеличение обусловлено возрастанием потерь в поляритонных модах при $k=0$ и $2k_p$ из-за эффективного дополнительного рассеяния на фотовозбужденных горячих экситонах и электронах.

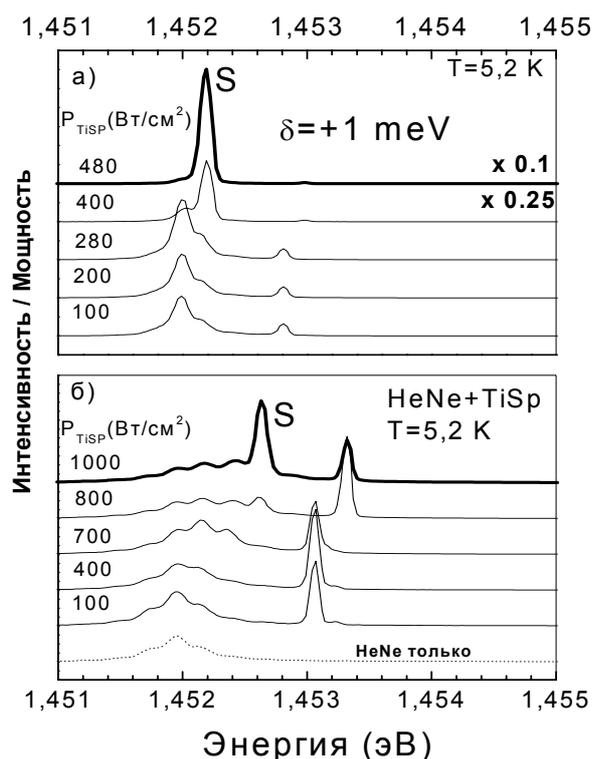


Рис. 4.3. Спектры излучения поляритонов в МР с $E_X - E_{LP} = +2 \text{ мэВ}$ при $T=5.2 \text{ К}$ при различных режимах возбуждения: а) при резонансном возбуждении только TiSP лазером, и б) при совместном возбуждении двумя лазерами с фиксированной плотностью возбуждения HeNe лазера (40 Вт/см^2) и разных плотностях резонансного возбуждения TiSP лазера, указанных над кривыми. Нижняя кривая рис. б) - возбуждении выше запрещенной зоны HeNe лазером (40 Вт/см^2).

Теперь рассмотрим эффект дополнительного межзонного фотовозбуждения на стимулированное параметрическое рассеяние поляритонов в МР с более глубокой НПВ с $E^*=4$ мэВ. Влияние слабого (40 Вт/см^2) такого возбуждения в условиях резонансного возбуждения НПВ вблизи точки перегиба при 5.2 К показана на рис. 4.4 и 4.5.

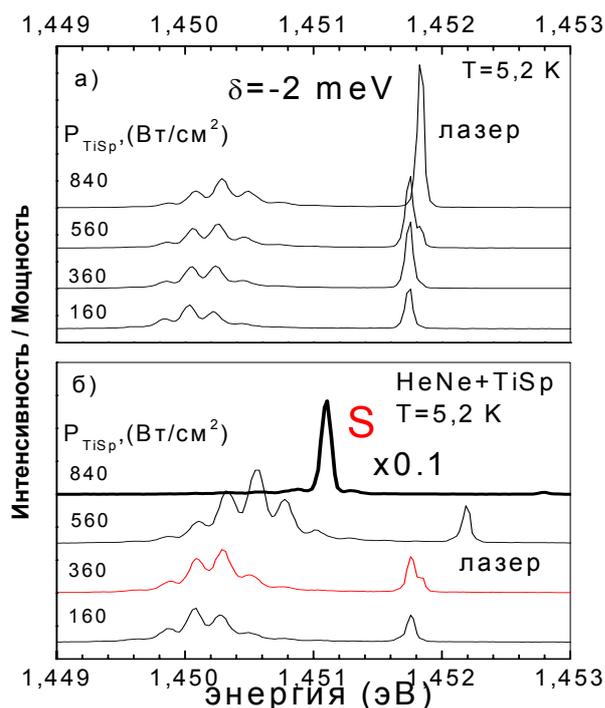


Рис. 4.4. Спектры излучения поляритонов в МР с $E_X - E_{LP} = 4$ мэВ при $T = 5.2 \text{ К}$ при различных режимах возбуждения: а) при резонансном возбуждении только TiSP лазером, и б) при совместном возбуждении двумя лазерами с фиксированной плотностью возбуждения HeNe лазера (40 Вт/см^2) и разных плотностях резонансного возбуждения TiSP лазера, указанных над кривыми.

Из сравнения спектров записанных при разных плотностях резонансного фотовозбуждения с и без дополнительного межзонного возбуждения на рис. 4.4 видно, что при возбуждении только TiSP лазером порог стимулированного параметрического рассеяния в данном образце не достигается даже при 1000 Вт/см^2 , а при одновременном возбуждении двумя лазерами стимулированное параметрическое рассеяние наблюда-

ется уже при $P_{\text{TiSP}}=760 \text{ Вт/см}^2$. Таким образом, относительно небольшая неравновесная концентрация фотовозбужденных горячих экситонов и электронов (10^9 см^{-2}) приводит к резкому уменьшению порога для параметрического рассеяния.

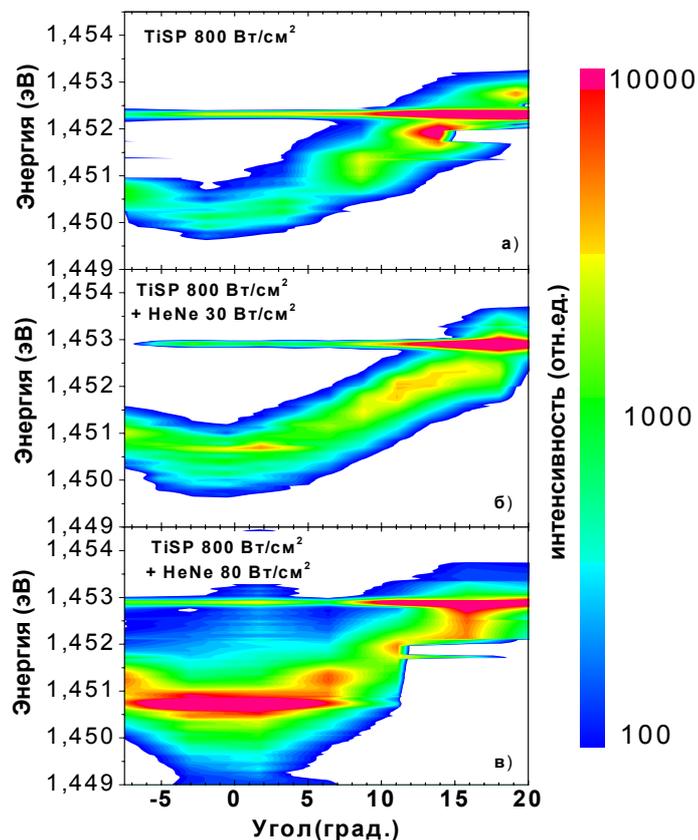


Рис. 4.5. Зависимости интенсивности излучения НПВ от квазиимпульса и энергии при резонансном возбуждении в НПВ вблизи точки перегиба $P_{\text{TiSP}}=800 \text{ Вт/см}^2$ при $T=5.2 \text{ К}$: а)- без дополнительной подсветки, б)-при дополнительной подсветке HeNe-лазером $P_{\text{HeNe}}=30$ и в) – 80 Вт/см^2

На рисунке 4.5 показано распределение интенсивности излучения по квазиимпульсам при возбуждении вблизи точки перегиба с плотностью возбуждения примерно в 1.5 раза ниже пороговой для развития стимулированного рассеяния. На рисунке 4.5 показано распределение интенсивности излучения по квазиимпульсам при возбуждении вблизи точки перегиба с плотностью возбуждения примерно в 1.5 раза ниже по-

роговой для развития стимулированного рассеяния. В этих условиях интенсивность излучения монотонно уменьшается по мере приближения к дну НПВ почти на порядок из-за сильного эффекта «бутылочного горла». Изменение распределения излучения по квазиимпульсам с ростом небольшого дополнительного фотовозбуждения HeNe лазером показано на рисунке 4.5 б) и в).

На рис. 4.5 б) видно, что распределение интенсивности излучения по квазиимпульсам сильно изменяется уже при дополнительной подсветке $P_{\text{HeNe}} = 30 \text{ Вт/см}^2$. Интенсивность излучения при такой подсветке практически не зависит от квазиимпульса. Увеличение заполнения поляритонных состояний ниже точки перегиба обусловлено увеличением рассеяния в эту область экситононо-подобных поляритонов вследствие их рассеяния на свободных носителях. Дальнейший рост этого рассеяния при увеличении P_{HeNe} до 80 Вт/см^2 приводит к появлению в распределении интенсивности излучения сильного максимума при $k \sim 0$ с угловым распределением меньше 3° , свидетельствующего о развитии в системе стимулированного излучения в состояниях с $k \sim 0$. Заметим, интенсивность излучения при возбуждении только HeNe лазером почти на порядок ниже интенсивности излучения наблюдающейся при используемом резонансном возбуждении. Поэтому возбуждение HeNe лазером само по себе не может обеспечить макроскопического заполнения дна НПВ. Следовательно, макрозаполнение дна НПВ достигается за счет стимулирования энергетической релаксации поляритонных состояний, возбужденных титан-сапфировым лазером ниже E_{exc} , на дно НПВ фотовозбужденными горячими экситонами и свободными носителями. Таким образом, с помощью впрыскивания в поляритонную систему горячих электронов небольшой концентрации можно контролировать порог для

стимулированного параметрического рассеяния в поляритонной системе.

Выполненные выше исследования показывают, что на развитие стимулированного параметрического поляритонного рассеяния в МР оказывает существенное влияние некогерентное рассеяние поляритонов на фонах и свободных электронах. В частности, эксперименты, выполненные при низких температурах с добавочным возбуждением выше запрещенной зоны, однозначно показывают, что такое рассеяние может обеспечить энергетическую релаксацию поляритонов, достаточную для макрозаполнения состояний на дне НПВ, несмотря на очень короткие (порядка пс) времена жизни поляритонов. Это оказывается возможным благодаря очень малой (примерно на 4 порядка меньшей, чем у экситонов) плотности поляритонных состояний на дне НПВ.

Поскольку предложенные на данный момент модели стимулированного параметрического рассеяния учитывают только поляритон-поляритонное рассеяние, они не могут быть использованы для описания полученных экспериментальных результатов. Физический механизм перехода в данных работах связан с параметрической неустойчивостью распада поляритона накачки на S и I поляритоны при достижении некоторой критической интенсивности накачки, а также с S-образностью зависимости экситонной поляризации на угле накачки от амплитуды накачки, содержащей абсолютно неустойчивый участок с отрицательным наклоном [62,65]. За рамками модели пока остается поляритон-фононное и поляритон-электронное взаимодействия. Поэтому теоретическая модель (§ 1.2.2) хорошо описывает качественно основную особенность стимулированного параметрического рассеяния поляритонов в МР - возникновение сильной перестройки спектра рассеянного поляри-

тонного сигнала, с максимумами при $k \sim 0$ и $k \sim 2k_p$ вместо параметрической раскачки макрозаполненных мод при $k \neq 0$ и $k \neq 2k_p$ [11,12,62,65] при больших плотностях возбуждения, когда поляритон-поляритонное рассеяние становится доминирующим. Однако она не может дать объяснения наблюдаемому экспериментально нетипичному поведению порога стимулированного рассеяния - уменьшение порога в МР с относительно глубокой НПВ с ростом температуры и при впрыскивании очень малых концентраций свободных электронов. Выполненные исследования показывают, что для описания этих явлений необходимо включить в рассмотрение процессы некогерентного рассеяния поляритонов на дно НПВ на фононах и свободных носителях.

ГЛАВА 5. Поляризационные свойства экситон-поляритонной системы в магнитном поле. Квантовые биения.

§ 5.1 Введение.

Из литературного обзора работ по спиновой релаксации экситонных поляритонов в МР, приведенного в Ч. 1.3, видно, что данная система представляет не только чисто научный интерес, как сложная квантовомеханическая система с уникальными свойствами, но также является весьма перспективной с точки зрения ее использования для изготовления высокоэффективных частотных и поляризационных преобразователей, которые могут быть использованы в таких развивающихся научных областях как спинтроника, квантовая криптография и квантовые вычисления [66].

Наиболее интересные свойства поляритонная система проявляет при накачке вблизи точки перегиба дисперсионной кривой НПВ. Поляризационные свойства экситон-поляритонной системы сильно зависят от целого ряда параметров, таких как плотность возбуждения, начальная поляризация системы, величина энергии рассогласования экситонной и фотонной мод, величина поляритонного квазиимпульса и т.д.

В данной главе исследованы спиновая дефазировка и релаксация в экситон-поляритонной системе в магнитных полях до 6 Тл с помощью методики накачка-зондирование с пикосекундным временным разрешением при импульсной накачке пикосекундными импульсами вблизи точки перегиба НПВ для различных поляризаций возбуждающего и зондирующего лучей и различных геометрий

эксперимента $((k_p, 0)$ $(k_p, -k_p)$ $(k_p, 2k_p))$, описанных подробно в § 2.3. Использование магнитного поля наряду с разными конфигурациями поляризации импульсов позволяет контролировать поляризационные свойства фотовозбуждаемой экситон-поляритонной системы и их временную эволюцию.

§ 5.2. Спектры пропускания импульса зондирования через МР при разных поляризациях импульсов накачки и зондирования в нулевом магнитном поле.

5.2.1 Поведение экситонной системы в образце без МР.

На рисунке 5.1 проиллюстрировано поведение экситонной системы в образце без брегговских зеркал, содержащем 6 $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}$ КЯ в слое GaAs, идентичных набору КЯ в исследуемом МР. В спектрах пропускания GaAs/ $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}$ гетероструктуры, показанных на вставке рис. 5.1, наблюдается провал, связанный с поглощением экситонами в КЯ. Полуширина экситонной линии в спектре пропускания составляет $\sim 1,5$ мэВ. Столь большая полуширина линии свидетельствует о наличии существенных флуктуаций потенциала в КЯ, обусловленных флуктуациями концентрации In и толщины КЯ. Импульс накачки приводит к изменению (увеличению) пропускания зондирующего импульса, величина которого релаксирует к исходному значению с увеличением времени задержки между импульсами зондирования и накачки, t_d . Изменение дифференциального пропускания с увеличением t_d при $T = 2$ К показано на рис. 5.1.

На рис. 5.1 видно, что пропускание релаксирует к начальному значению со временем затухания ~ 1 нс. Столь длинное время является характерным для рекомбинации локализованных экситонов в GaAs и

InGaAs КЯ [69,70], что коррелирует с относительно большой полушириной экситонной линии в спектре пропускания. Полученное из эксперимента время жизни экситонов $\tau_x=1$ нс совпадает по величине с временем, найденным ранее в экспериментальных и теоретических работах другими группами [19,21,69,70].

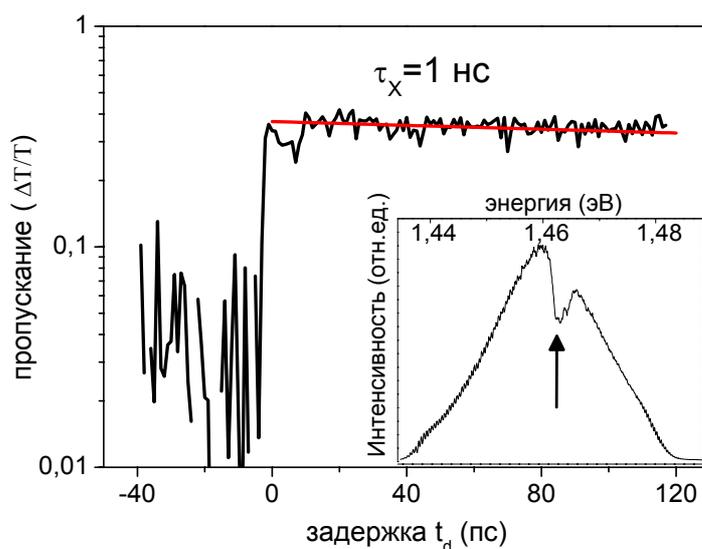


Рис. 5.1. Зависимость дифференциального пропускания на энергии экситона КЯ. Красной линией показана подгоночная прямая со временем жизни экситонов $\tau_x=1$ нс. На вставке приведен типичный спектр пропускания зондирующего луча, стрелкой отмечен провал в спектре, отвечающий экситонному поглощению. Величина T определяется как интеграл пропускания в отрезке $E_x \pm 2.5$ мэВ.

5.2.2 Спектры дифференциального пропускания МР поляритонов $\sigma^+ \sigma^+$ и $\sigma^+ \sigma^-$ геометриях. Когерентный и некогерентный сигналы.

При помещении КЯ в активный слой МР поведение экситонной системы кардинально изменяется из-за перехода в режим сильного экситон-фотонного взаимодействия и образование поляритонов. Нами проведены исследования экситон-поляритонной системы в плоском МР при возбуждении в области точки перегиба дисперсионной кривой НПВ

пикосекундным импульсом накачки. Детально схема эксперимента рассмотрена в § 2.3.

На рисунке 5.2 показаны спектры пропускания 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 $(k,0)$, описанной в § 2.3.

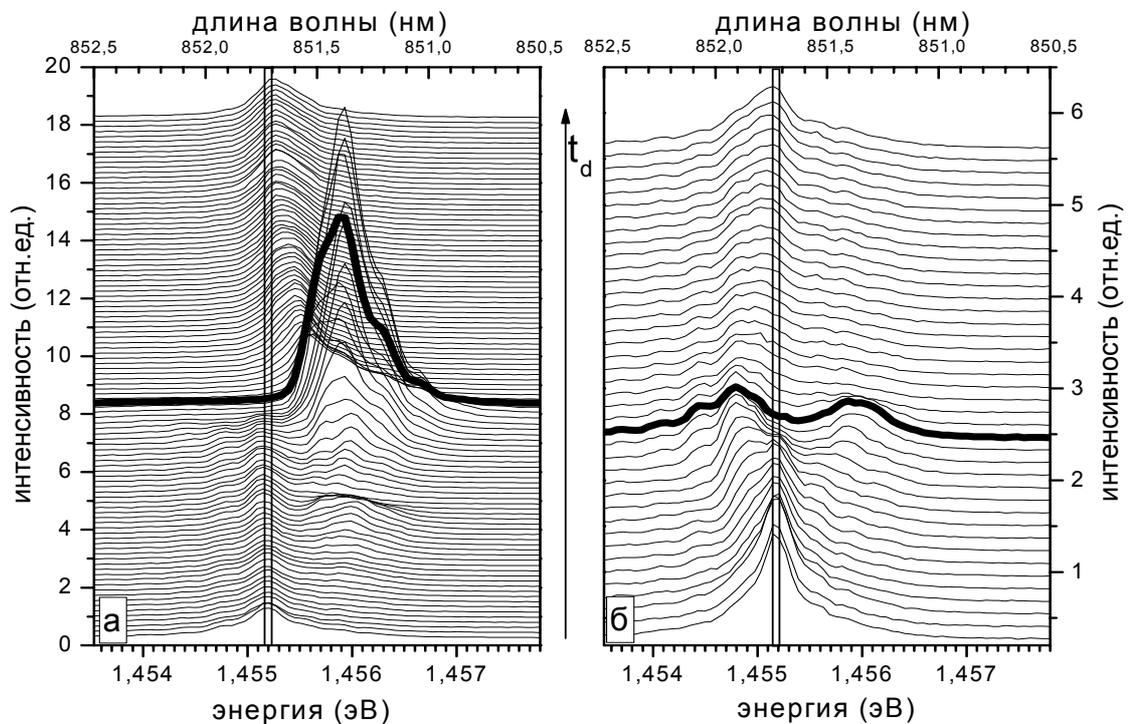


Рис. 5.2. Спектры пропускания импульса зондирования через МР в области НПВ при различных временах задержки в геометрии $(k,0)$. а) – совпадающие ($\sigma^+\sigma$) поляризации импульсов накачки и зондирования соответственно, б) – противоположные ($\sigma^+\sigma^-$) поляризации. Жирная линия отвечает нулевой задержке.

Спектры записаны с временным разрешением в 1 пс при мощности накачки 600 Вт/см^2 с совпадающими циркулярными поляризациями импульсов накачки и зондирования (конфигурация $\sigma^+\sigma^+$, рис. 5.2 а) и противоположными поляризациями (конфигурация $\sigma^+\sigma^-$, рис. 5.2 б).

Тонкая структура линии обусловлена интерференцией света на подложке образца.

На рисунке 5.2 видно, что эффект σ^+ импульса накачки на пропускание зондирующего луча с σ^+ и σ^- поляризацией существенно различен. Наибольшее различие наблюдается при малых временах задержки $t_d \sim 0 - 5$ пс, когда в $\sigma^+\sigma^+$ геометрии пропускание сильно увеличивается и линия пропускания сдвигается в область больших энергий, а в $\sigma^+\sigma^-$ геометрии, наоборот, пропускание заметно уменьшается и линия сдвигается в сторону меньших энергий. На больших временах (десятки пикосекунд) сигнал как в $\sigma^+\sigma^+$, так и в $\sigma^+\sigma^-$ геометрии, монотонно релаксирует к исходному значению.

Кроме ожидаемых изменений в спектрах пропускания на положительных задержках на рис. 5.2 а) наблюдаются также слабые изменения пропускания в спектрах, записанных на отрицательных временах $t_d \sim -20$ пс. Это время совпадает со временем прохождения импульса зондирования через образец «туда и обратно», что позволяет связать наблюдающиеся изменения в спектре пропускания эффектом от импульса зондирования, отраженного от задней грани подложки образца. Наблюдаемое поведение величины пропускания зондирующего импульса от времени задержки в исследованном образце качественно согласуется с более ранними исследованиями пропускания зондирующего импульса в плоских МР[7,8,35].

На рис. 5.3 показаны зависимости изменения сигнала пропускания для $\sigma^+\sigma^+$ (I^{++}) и $\sigma^+\sigma^-$ (I^{+-}) геометрий от времени задержки, записанные при различных плотностях возбуждения ($P = 100, 200, 300, 400, 600$ Вт/см²). Появление острого пика на малых временах задержки в $\sigma^+\sigma^+$

геометрии связано с возникновением в системе стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния.

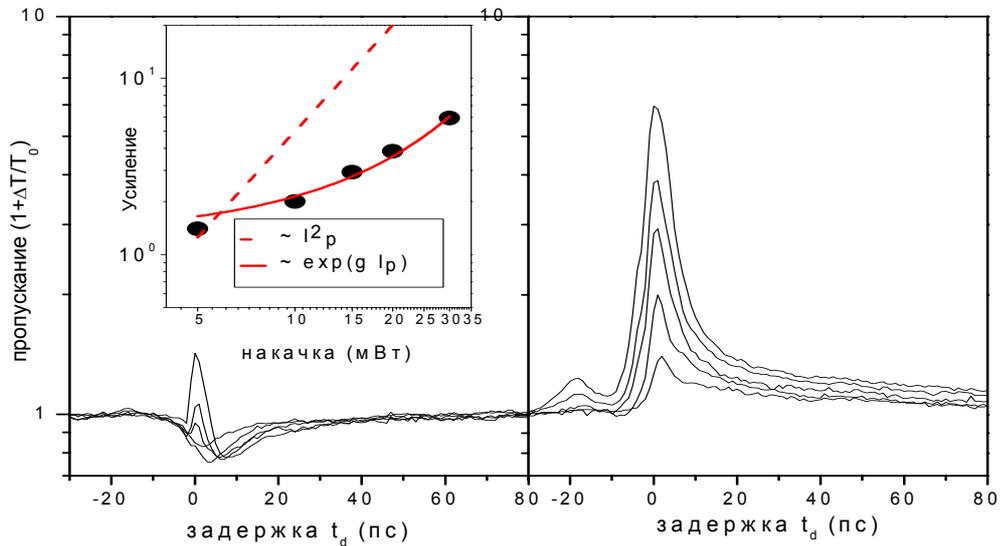


Рис. 5.3. Относительное изменение пропускания $(1+\Delta T/T_0)$, записанное для различных плотностей возбуждения в геометриях $\sigma^+\sigma^-$ - а) и $\sigma^+\sigma^+$ - б). На вставке показана зависимость коэффициента усиления пропускания от мощности накачки для конфигурации $\sigma^+\sigma^+$.

Коэффициент усиления пропускания растет с увеличением плотности накачки экспоненциально за счет бозонной природы поляритонов $N_f \sim (1+N_0)\exp(gI_p)$ [7,8,71]. Наблюдающаяся экспоненциальная зависимость свидетельствует, что при используемых плотностях возбуждения плотность поляритонов в $k=0$ остается много меньшей плотности поляритонов в $k=k_p$. Сильное затухание дифференциального пропускания ΔT происходит на временах ~ 5 пс, что согласуется со временем жизни поляритонов в МР (3-5 пс для добротности $Q \sim 3000$). На больших временах задержки когерентно возбужденные поляритонные состояния с $k=k_p$ опустошаются, и дальнейшее изменение ΔT связано с релаксацией в системе фотовозбужденных некогерентных экситонных состояний с

относительно большими временами жизни. Поэтому зависимость интенсивности пропускания от t_d демонстрирует два характерных времени: короткое время ~ 6 пс, обусловленное затуханием стимулированного рассеяния, и большое время ~ 50 пс, отвечающее затуханию некогерентных возбуждений в экситонном резервуаре.

Качественно отличная ситуация наблюдается в случае противоположной циркулярной поляризации импульсов накачки (σ^+) и зондирования (σ^-). На рис. 5.2 и 5.3 видно, что в этой геометрии наблюдается уменьшение пропускания на энергии НПВ и сдвиг линии пропускания в сторону меньших энергий. Такое поведение невозможно объяснить в рамках широко используемой модели независимых σ^+ и σ^- экситонных осцилляторов и к обсуждению его природы мы вернемся в § 5.3.

С увеличением плотности возбуждения выше 300 Вт/см^2 в спектре пропускания σ^- импульса также появляется слабая дополнительная линия S^* , смещенная в область более высоких энергий. Эта линия наблюдается в очень коротком интервале времен задержки ($< 5-7$ пс) и ее спектральное положение совпадает с положением интенсивной линии пропускания, наблюдающейся при таких задержках в геометрии $\sigma^+\sigma^+$. Столь короткое время существования сигнала S^* свидетельствуют о том, что данный сигнал в $\sigma^+\sigma^-$ геометрии эксперимента также обусловлен стимулированным рассеянием из возбужденных состояний с $k=k_p$ в состоянии $k=0$. Стимулирование рассеяния σ^+ -поляритонов зондирующим σ^- -светом запрещено законом сохранения момента. Далее, на рис. 5.2 видно, что стимулированное излучение появляется в спектре на частоте пропускания в σ^+ , а не σ^- -поляризованного поляритона, что также свидетельствует об отсутствии связи данного

сигнала с заполнением σ^- -состояний в $k=0$. Поэтому мы связываем появление сигнала S^* с тем, что накачивающий σ^+ -поляризованный свет приобретает в МР слабую эллиптичность. Такое преобразование, в частности, фиксируется экспериментально по измерению степени циркулярной и линейной поляризации σ -импульса накачки, прошедшего через МР. Основными причинами нарушения циркулярной поляризации в МР являются ТЕ-ТМ расщепление поляритонной моды и небольшое различие показателей преломления в направлении $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$, характерное для гетероструктур с квантовыми ямами вследствие асимметрии роста в этих направлениях. Наличие слабой эллиптичности поляритонов с $k=k_p$ приводит к снятию запрета на стимулирование рассеяния σ^- - импульсами и позволяет объяснить наблюдающееся в эксперименте совпадение спектрального положения пиков стимулированного когерентного рассеяния в $\sigma^+\sigma^+$ и $\sigma^+\sigma^-$ геометриях эксперимента.

5.2.3 Когерентный сигнал в спектре дифференциального пропускания МР в разных комбинациях линейной и циркулярной поляризации.

На рис. 5.4 показаны спектры пропускания импульса зондирования, записанные при большой мощности накачки ($P = 1000$ Вт/см²) для различных комбинаций линейных и циркулярных поляризаций. Из сравнения рис.5.4а, 5.4б и 5.4в видно, что при тестировании линейно поляризованным лучом системы, созданной циркулярно-поляризованным светом, поведении сигнала дифференциального пропускания аналогично наблюдаемому в геометрии ($\sigma^+\sigma^+$). Такое поведение вполне ожидаемо, если учесть, что стимулировать когерентное рассеяние при накачке σ^+ -поляризованным

светом может только σ^+ -компонента линейно поляризованного света. Из аналогичных соображений можно было ожидать одинакового поведения сигнала в геометриях $Y\sigma^+$ и σ^+Y .

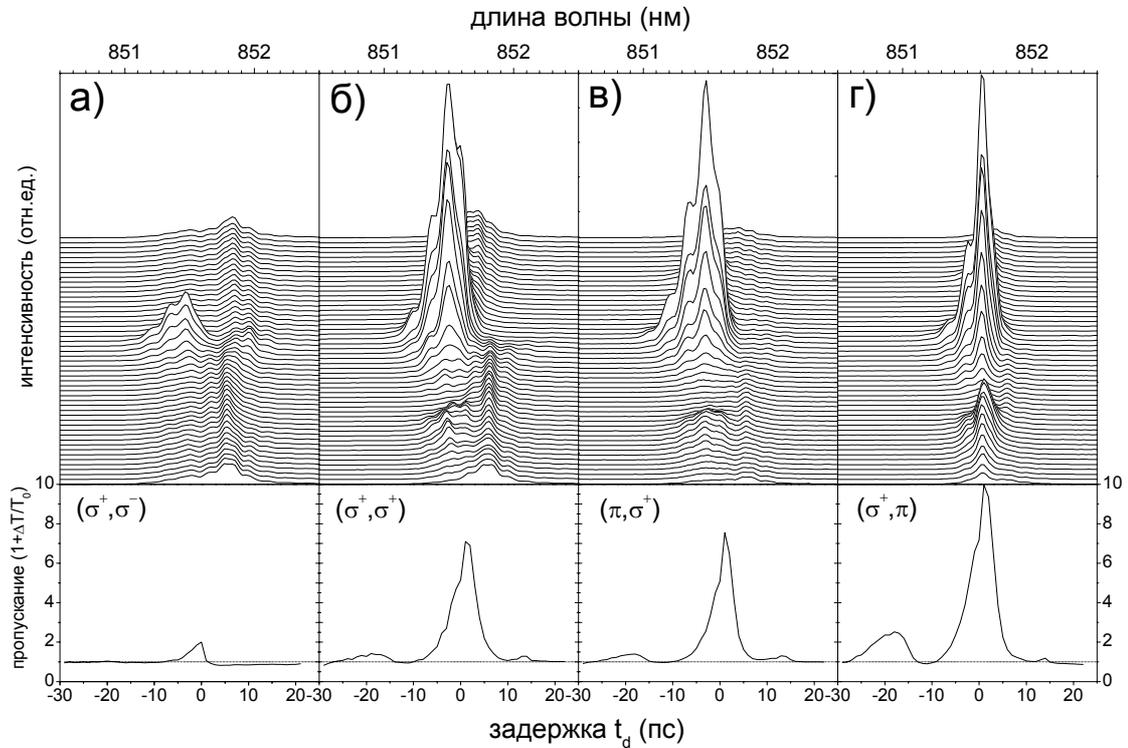


Рис. 5.4 Спектры пропускания импульса зондирования через МР в области НПВ при различных временах задержки в геометрии $(k,0)$. а) – противоположные $(\sigma^+\sigma^-)$ поляризации. б) – совпадающие $(\sigma^+\sigma^+)$ поляризации импульсов накачки и зондирования, в) – линейная поляризация луча тестирования и циркулярная луча накачки ($Y\sigma^+$), г) – линейная поляризация луча накачки и циркулярная луча теста (σ^+Y). На вставках снизу показано относительное изменения пропускания $(1+\Delta T/T_0)$.

Однако на рисунке 5.4 видно, что в геометрии σ^+Y (линейно поляризованная накачка, σ^+ -поляризованный зондирующий луч) поведение дифференциального пропускания имеет существенные отличия: во-первых, в спектре практически отсутствует перенумерация частоты НПВ, а во-вторых, сигнал когерентного рассеяния в несколько раз больше, чем в геометриях $\sigma^+\sigma^+$ или $Y\sigma^+$.

Эта модель хорошо описывает дифференциальное пропускание в системе экситонов, локализованных в квантовых точках или глубоких флуктуациях потенциала. В наших исследованиях зондирование сигнала происходит на энергиях, лежащих ниже экситонного уровня на 2-4 мэВ. Четырехуровневая модель основана на схеме разрешенных переходов в экситон-биэкситонной системе, приведенной на рис. 5.5.

Накачивающий импульс возбуждает систему в основном состоянии (экситонные и биэкситонные состояния – пустые). Возбуждающий σ^+ (σ^-) поляризованный свет приводит, соответственно, к заполнению экситонных состояний с $J_z=1$ (-1) и соответствующему уменьшению заполнения основного состояния $|0\rangle$ на величину n^+ (n^-). Изменение заполнения состояний $|0\rangle$, $|+1\rangle$ и $|-1\rangle$ приводит к изменению вероятности переходов при падении зондирующего света. К переходам из основного состояния $|0\rangle$ в экситонные состояния $|+/-1\rangle$ добавляются разрешенные переходы из экситонных состояний – индуцированные переходы в основное состояние и переходы с поглощением света в биэкситонное состояние. Изменения в пропускании зондирующего луча связаны с изменением рассеяния фотовозбужденных поляритонов, обусловленным наличием дополнительных возбужденных экситонных состояний. Времена жизни поляритонных состояний с малыми квазиимпульсами, возбуждаемых импульсом накачки, малы – в пределах 3-6 пс. На больших временах основной вклад вносит рассеяние на долгоживущих экситонных состояниях - экситонах, локализованных на флуктуациях потенциала, и свободных экситонов с большими квазиимпульсами, превышающими световой импульс. При возбуждении в точку перегиба дисперсионной кривой на 1-1.5 мэВ ниже экситонного уровня, доля возбужденных экситонов с большими квазиимпульсами относительно мала.

Поэтому для изменения в пропускании зондирующего луча в σ^+ (ΔT^+) и σ^- (ΔT^-) поляризации в первом приближении можно написать

$$\Delta T^+(E) \sim -N (-n_l(E) + n_l^-(E+\delta) - n_l^+(E))w \quad (5.1)$$

$$\Delta T^-(E) \sim -N (-n_l(E) + n_l^+(E+\delta) - n_l^-(E))w \quad (5.2)$$

Здесь $n_l^+(E)$ и $n_l^-(E)$ - плотности локализованных σ^+ и σ^- экситонов, $n_l(E) = n_l^+(E) + n_l^-(E)$, w - вероятность рассеяния. Первый член в скобке отражает уменьшение рассеяния из-за заполнения локализованных состояний с энергией поляритона, второй член соответствует рассеянию экситонов в состояния, занятые одним экситоном, с образованием би-экситонного состояния с энергией связи второго экситона, равной δ , и, наконец, последний член отражает возврат в поляритонные состояния из локализованных экситонных состояний. В уравнениях 5.1, 5.2 не учитывается изменение плотности локализованных экситонных состояний вследствие перенормировки энергии поляритона ввиду ее малости и, кроме того, считается, что резонансное рассеяние в локализованные экситонные состояния происходит с сохранением спина.

При возбуждении σ^+ -поляризованным светом при нулевой задержке $t_d=0$ σ^- -состояния не возбуждаются, следовательно:

$$n_l^-(E) = n_l^+(E), \quad n_l^-(E+\delta) = n_l^-(E) = 0.$$

В отсутствие спиновой релаксации изменение пропускания тестового луча в σ^+ -поляризации $\Delta T^+(E, t_d) \sim 2n^+(E, t_d)$, а в σ^- -поляризации $\Delta T^-(E, t_d) \sim n^+(E, t_d) - n^+(E+\delta, t_d)$.

Спиновая релаксация приводит к дополнительному изменению n^+ и n^- с ростом t_d . При начальной накачке σ^+ -поляризованным светом их изменение описывается формулами:

$$n^+ \sim e^{-t/\tau} e^{-t/\tau_s}, \quad , \quad n^- \sim e^{-t/\tau} (1 - e^{-t/\tau_s}),$$

где τ и τ_s - время жизни и время спиновой релаксации, соответственно. На рис. 5.2 и 5.4 видно, что возбуждение σ^+ поляризованным импульсом приводит к увеличению пропускания в $\sigma^+\sigma^+$ и уменьшению в $\sigma^+\sigma^-$ -геометрии. Заполнение состояний на частоте E^+ приводит к уменьшению рассеяния поляритонов в локализованные состояния из-за их заполнения, с одной стороны, и появлению рассеяния из заполненных локализованных состояний в поляритонные, с другой стороны. Уменьшение пропускания в $\sigma^+\sigma^-$ -геометрии связано с «биэкситонным» эффектом: заполнение состояний на частоте $E^+\delta$ открывает новый канал рассеяния поляритонов в эти состояния на частоте E^+ с переходом их в биэкситонное состояние.

Спиновая релаксация в системе приводит к выравниванию спиновой плотности системы со временем τ_s . В рамках четырехуровневой модели с учетом спиновой релаксации можно написать:

$$\begin{aligned}\Delta T^+ + \Delta T^- &\sim A \cdot e^{(-t/\tau)} \\ \Delta T^+ - \Delta T^- &\sim e^{(-t/\tau)} (B + C e^{(-t/\tau_s)})\end{aligned}$$

Воспользовавшись данными формулами для аппроксимации экспериментальных кривых на рис. 5.3 а) и 5.3 б) нами были найдены время жизни локализованных экситонов и время их спиновой релаксации, равные, соответственно, $\tau = 47 \pm 2$ пс и $\tau_s = 12 \pm 2$ пс).

5.3.2 Линейная поляризация.

В случае линейно поляризованного света поведение системы несколько иное, чем для циркулярно-поляризованного света вследствие отличия в правилах отбора для экситонных переходов. Разрешенные переходы в линейной поляризации показаны на рис. 5.6.

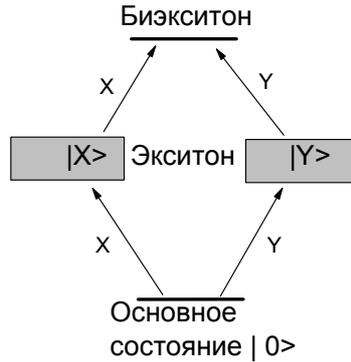


Рис. 5.6. Схема переходов в экситонной системе (Четырехуровневая модель линейная поляризация).

В отличие от света с циркулярной поляризацией, импульс накачки с линейной поляризацией возбуждает не только экситонное состояние, но и может перевести экситонное состояние в биекситонное, однако он не взаимодействует с экситонами с ортогональной линейной поляризацией. Линейно-поляризованные импульсы создают суперпозицию циркулярно-поляризованных состояний:

$$|Y\rangle = \frac{|\sigma^+\rangle - |\sigma^-\rangle}{i\sqrt{2}} \quad |X\rangle = \frac{|\sigma^+\rangle + |\sigma^-\rangle}{\sqrt{2}}$$

Если в первом приближении пренебречь экситон-биекситонными переходами для импульса накачки, то ожидаемые изменения в экситон-поляритонной системе, находящейся в режиме сильного взаимодействия, при плотности тестирующего луча $N(E) \gg 1$ в нулевом приближении можно записать в виде

$$\Delta\Gamma^X(E) \sim -N (-n_l(E) + n_l^X(E+\delta) - n_l^X(E))w \quad (5.3)$$

$$\Delta\Gamma^Y(E) \sim -N (-n_l(E) + n_l^Y(E+\delta) - n_l^Y(E))w \quad (5.4)$$

Здесь $n_l^X(E)$ и $n_l^Y(E)$ – плотности локализованных экситонов с X и Y поляризацией, $n_l(E) = n_l^X(E) + n_l^Y(E)$. Первый член в скобке отражает уменьшение рассеяния поляритонов в незанятые локализованные состояния с энергией поляритона, второй член соответствует рассеянию в

локализованные состояния, занятые одним экситоном с образованием биэкситонного состояния и, наконец, последний член отражает возврат в поляритонные состояния из локализованных состояний. Поляритон-поляритонными рассеяниями здесь пренебрегается, и, кроме того, считается, что резонансное рассеяние в локализованные состояния происходит с сохранением спина.

Для пропускания линейно поляризованным светом с Y поляризацией в отсутствии спиновой релаксации при описании изменения скорости рассеяния фотовозбужденных поляритонов для случая накачек Y и X поляризованными импульсами можно записать: $\Delta T^{YY}(E) \sim 2n^Y(E) - n^Y(E+\delta)$ и $\Delta T^{XY}(E) \sim n^Y(E)$ соответственно.

Во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости MP , НПВ расщепляется на две циркулярно-поляризованные компоненты LP^+ и LP^- . Короткий линейно-поляризованный импульс со спектральной шириной, превышающей величину зеемановского расщепления, возбуждает смешанное состояние $(|\sigma^+\rangle + |\sigma^-\rangle)/\sqrt{2}$, плоскость поляризации которого вращается во времени с периодом $T=2\pi/|\omega^+ - \omega^-|$. Вследствие этого вращения в обеих геометриях эксперимента YY и XY должны наблюдаться осцилляции пропускания с амплитудой $\sim n^Y(E) - n^Y(E+\delta)$. Более подробно эффект и экспериментальные результаты будут описаны в § 5.5.

§ 5.4. Спектры пропускания в XY и YY поляризациях в нулевом магнитном поле.

Результаты эксперимента при возбуждении линейным светом вертикальной поляризации (конфигурация YY) либо горизонтальной (конфигурация XY) и тестировании линейным (Y) светом показаны на

рисунке 5.7. Детектирование производилось селективно в σ^+ и σ^- поляризации с помощью пластинки $\lambda/4$ и поляризатора, установленных между образцом и щелью монохроматора.

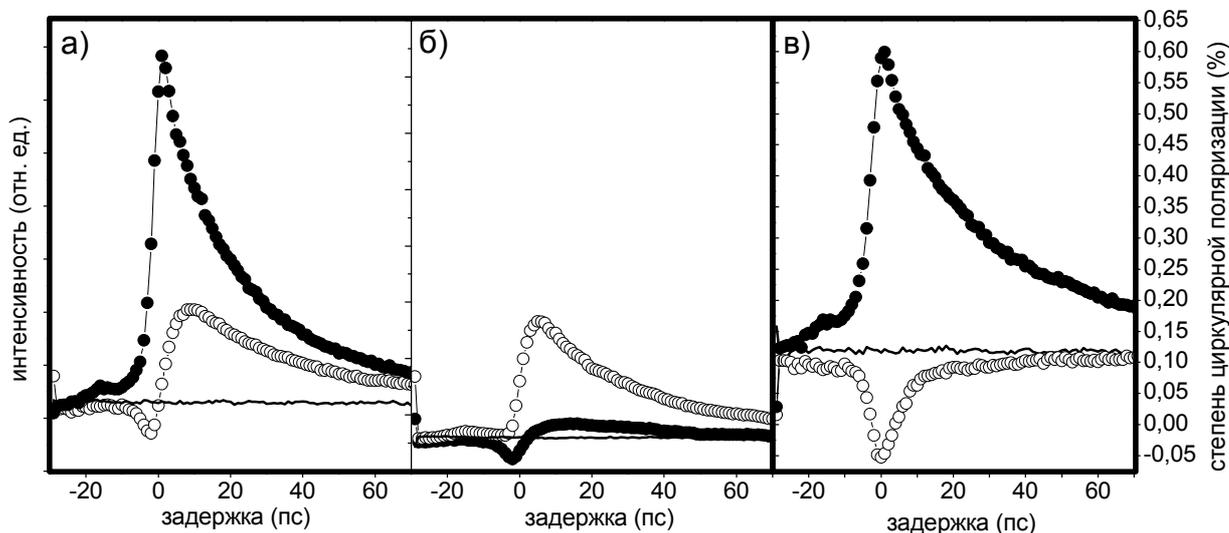


Рис. 5.7. Дифференциальный сигнал пропускания тестового импульса через МР в зависимости от t_d . а) – детектирование сигнала в поляризации σ^- , б) – детектирование в поляризации σ^+ . в) – степень циркулярной поляризации в зависимости от t_d . Мощность накачки 10 мВт, геометрия (k,0).

На рис. 5.7 представлены графики зависимости интегральной интенсивности линии НПВ от времени задержки при детектировании σ^+ и σ^- поляризаций для конфигураций возбуждения XY и YY в геометрии (k,0) для точки на образце с $\delta \sim 4$ мэВ при небольшой мощности накачивающего импульса ~ 200 Вт/см². Мощность зондирующего луча ~ 1 Вт/см². На рис 5.7 видно, что в дифференциальном пропускании отсутствует короткое время, характерное для стимулированного зондирующим лучом рассеяния поляритонов, возбужденных импульсом накачки. Следовательно, вклад от этого рассеяния при используемой мощности накачки еще пренебрежимо мал. Сигнал хорошо описывается экспоненциальным затуханием со временем затухания ~ 30 пс. Далее, на рис. 5.7 видно, что и в YY и в XY геометриях наблюдается сильное

различие в поведении дифференциального пропускания σ^+ и σ^- поляризованных НП мод. Степень циркулярной поляризации $\rho_c = (T^+ - T^-) / (T^+ + T^-)$ в геометриях ХУ и УУ показана на рис. 5.7 в). В невозбужденной МР с $\delta \sim 4$ мэВ величина $\rho_c > 0$. В конфигурации ХУ степень циркулярной поляризации увеличивается тогда, как в УУ конфигурации ρ_c уменьшается и становится отрицательной.

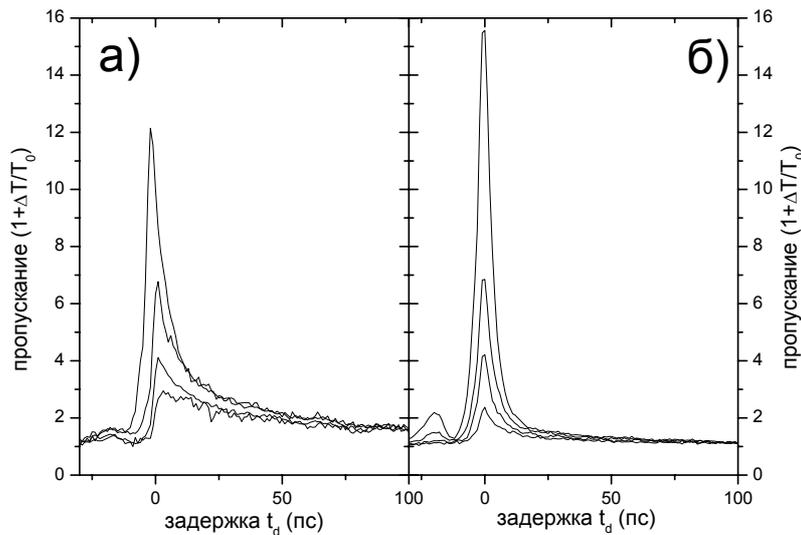


Рис. 5.8. Относительные изменения пропускания $(1 + \Delta T / T_0)$ тестового импульса через МР в зависимости от τ_d при различных мощностях накачки 200, 300, 400, 600 Вт/см². а) - конфигурация УУ б) - конфигурация ХУ.

При увеличении накачки сигнал быстрее возрастает в геометрии ХУ (рис. 5.8). Сильный сигнал появляется при малых задержках импульса зондирования и обусловлен стимулированным рассеянием. В геометрии УУ стимулированное рассеяние заметно слабее. Очевидно, что для описания стимулированного рассеяния нельзя пользоваться рассмотренной выше четырехуровневой моделью, предназначенной для описания некогерентных процессов. Ранее инверсия линейной поляризации при стимулированном рассеянии наблюдалась экспериментально в работах [42,72], но до сих пор не существует убедительных теоретических обоснований эффекта.

§ 5.5. Влияние магнитного поля на пропускание в МР. Квантовые биения.

5.5.1 Влияние резонансного возбуждения в точку перегиба НПВ на свойства системы в $k=0$.

Для изучения процессов спиновой когерентности в экситон-поляритонной системе в плоских МР нами было исследовано дифференциальное пропускание МР в магнитном поле. Магнитное поле, перпендикулярное плоскости МР, приводит к расщеплению двукратно вырожденного поляритонного состояния со спином $J=1$ на два циркулярно-поляризованных состояния с проекцией момента $J_z=\pm 1$ ($\sigma^{+/-}$) на направление магнитного поля. Зеемановское расщепление растет пропорционально величине внешнего магнитного поля и составляет несколько десятых мэВ в полях $B < 6$ Т. Для возбуждения МР поляритонов использовались короткие импульсы линейно-поляризованного света с длительностью импульса ~ 1 пс. Спектральная ширина импульсов составляет ~ 3 мэВ, т.е. заметно больше величины зеемановского расщепления НПВ во всем интервале исследованных полей. Поляритонное состояние, образующееся при резонансном возбуждении поляритонов столь коротким импульсом, зависит от поляризации импульса. Циркулярно-поляризованный (σ^+ или σ^-) импульс возбуждает «чистое» циркулярно-поляризованное поляритонное состояние с такой же поляризацией ($|\sigma^+\rangle$ или $|\sigma^-\rangle$ соответственно), в то время как импульс с линейной поляризацией возбуждает когерентную суперпозицию σ^+ или σ^- состояний, а именно: $|X\rangle = (|\sigma^+\rangle + |\sigma^-\rangle)/\sqrt{2}$ и $|Y\rangle = (|\sigma^+\rangle - |\sigma^-\rangle)/i\sqrt{2}$ соответственно. В отсутствие рассеяния поляритонов по спину затухание чистых фотовозбужденных состояний определяется только их временем жизни $\tau^{+(-)}$. Рассеяние по спину приводит к их перераспределению между спиновыми

состояниями со временем спиновой релаксации τ_s . Спиновое же поведение фотовозбужденных когерентных состояний $|X\rangle$ и $|Y\rangle$ качественно различно. Это связано с тем, что скорость изменения фазы σ^+ и σ^- состояний определяется их энергией. Зеемановское расщепление экситон-поляритонных состояний в магнитном поле приводит к разной скорости изменения фаз σ^+ и σ^- поляритонов и, как следствие, к вращению плоскости поляризации фотовозбужденного поляритонного состояния со скоростью $1/\Delta\omega$, где $\Delta\omega = \omega^+ - \omega^-$, при этом когерентность состояний сохраняется. Таким образом, направление поляризации фотовозбужденного состояния не сохраняется даже в отсутствие какого-либо спинового рассеяния. Когерентность же состояния нарушается при рассеянии из одного спинового состояния в другое, а также при любом другом рассеянии, приводящем к изменению фазы, т.е. определяется временем когерентности τ_{coh} .

На рис. 5.9 представлены спектры дифференциального пропускания МР в магнитном поле 4.5 Тл, измеренные в геометрии $(k,0)$ при $k = 1.8 \mu^{-1}$ и плотности возбуждения 100 Вт/см^2 , с использованием циркулярно-поляризованных лучей накачки и зондирования. Из сравнения рис. 5.2 и 5.9 видно, что зависимости дифференциального пропускания от времени задержки в магнитном поле остались качественно такими же, как и в нулевом поле. В конфигурации $\sigma^+\sigma^+$ наблюдается усиление пропускания и сдвиг в сторону больших энергий, а в конфигурации $\sigma^+\sigma^-$ - провал на малых временах и небольшая перенормировка в сторону меньших энергий. Отсутствие качественных изменений в поведении дифференциального пропускания и энергий переходов НП при включении магнитного поля при возбуждении чистых σ^+ и σ^- состояний НП вполне ожидаем. Он свидетельствует о том, что зеемановское расщепле-

ние экситонных уровней не приводит к качественным изменениям в механизмах спинового рассеяния.

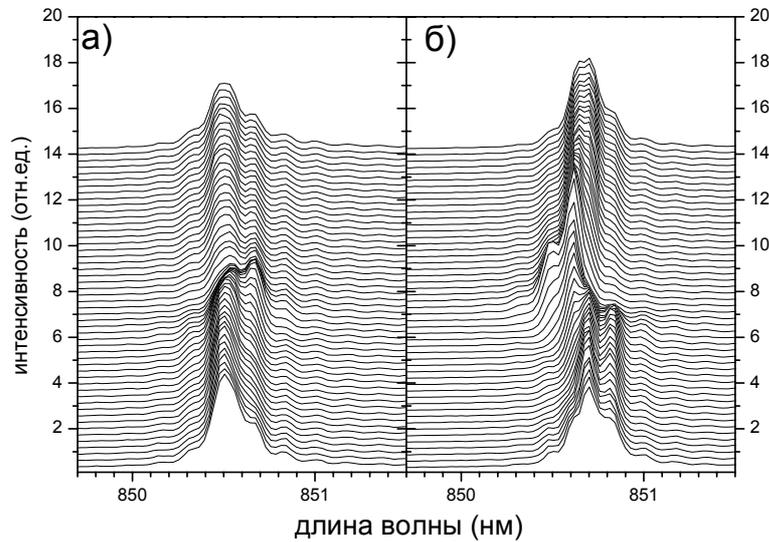


Рис. 5.9. Спектры пропускания МР в магнитном поле 4.5 Тл, а) конфигурация $\sigma^+\sigma^-$, б) конфигурация $\sigma^+\sigma^+$.

Временная эволюция сигнала пропускания в магнитном поле при резонансном возбуждении линейно поляризованным светом в геометрии $(k,0)$ при $k=1.8 \mu^{-1}$ показана на рис. 5.10. Измерения проведены при плотности возбуждения 100 Вт/см^2 для двух геометрий: поляризации лучей накачки и зондирования коллинеарны (YY) (пустые символы) и ортогональны (XY) (заполненные символы) при регистрации света, прошедшего через МР, в σ^+ и σ^- поляризации соответственно. На рисунке видно, что поведение интенсивности дифференциального пропускания в магнитном поле качественно отлично от наблюдающегося при циркулярном возбуждении. С ростом времени задержки зондирующего импульса в спектре наблюдаются отчетливые осцилляции в интенсивности сигнала, при этом при $t_d > 5 \text{ пс}$ осцилляции в коллинеарной и ортогональной конфигурации поляризаций находятся в противофазе. На рис. 5.10 видно также, что период осцилляций уменьшается с ростом магнитного поля.

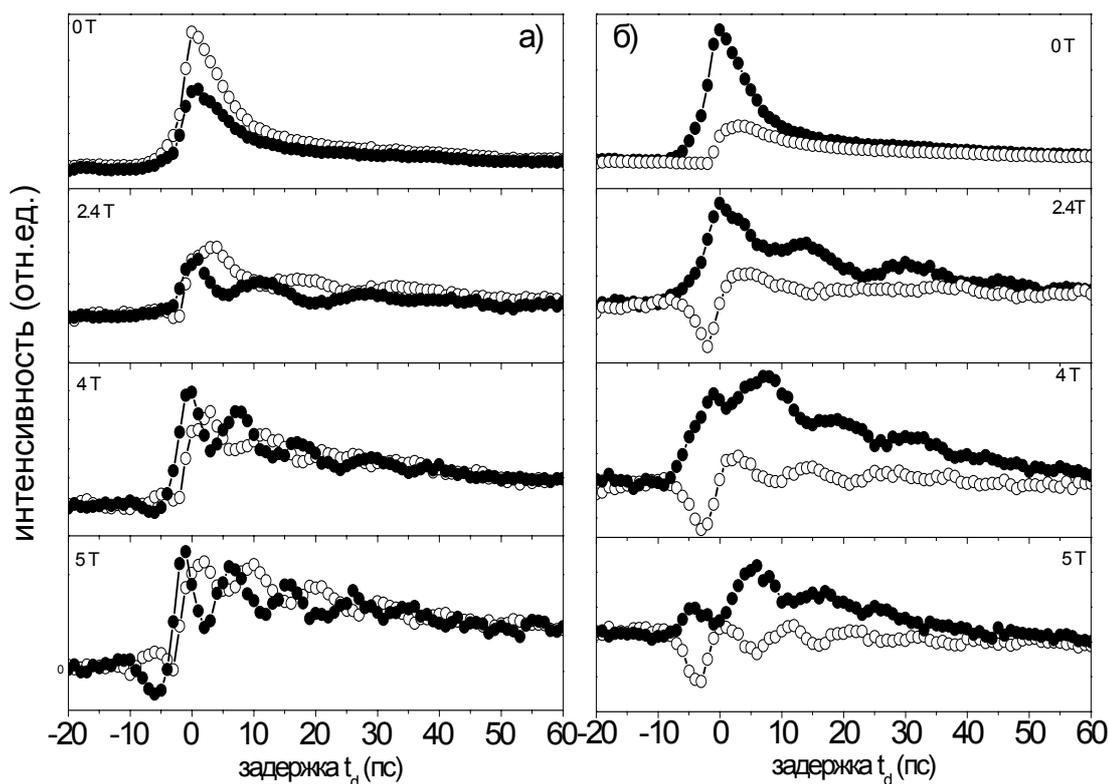


Рис. 5.10. Временные зависимости дифференциального пропускания через МР в $k=0$ при детектировании в σ^+ (а) и σ^- (б) поляризациях. Пустыми символами показана конфигурация YY, заполненными - XY. $P_{\text{pump}} = 100 \text{ Вт/см}^2$, $k_p = 1.8 \mu^{-1}$ при различных магнитных полях $B=0-5 \text{ Т}$.

Зависимость обратного периода осцилляций от магнитного поля показана на рис. 5.11 в сравнении с энергией зеемановского расщепления НПВ $\Delta\omega(B)$, определенной из спектров пропускания, записанных без дополнительной накачки. Из сравнения этих зависимостей видно, что период осцилляций полностью определяется величиной $\Delta\omega$. Совпадение $1/T$ с $\Delta\omega$ подтверждает связь между наблюдаемыми квантовыми биениями и зеемановским расщеплением НП компонент.

Кроме осцилляций в величине дифференциального пропускания нами обнаружены осцилляции в спектральном положении линии пропускания. На рис. 5.12 приведены характерные зависимости интенсивности дифференциального пропускания и энергий переходов σ^+ и σ^- НП мод от времени задержки для коллинеарной и ортогональной конфигу-

рации поляризации лучей накачки и зондирования, измеренные в магнитном поле $B=2.5$ Тл.

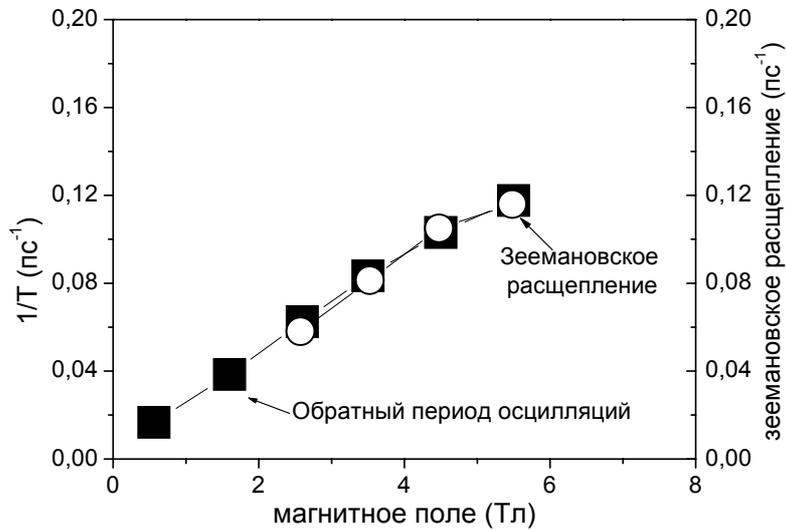


Рис. 5.11. Обратный период квантовых биений (круги) как функция от магнитного поля в сравнении с энергией расщепления между σ^+ и σ^- НП компонент (квадраты), рассчитанной из спектров пропускания.

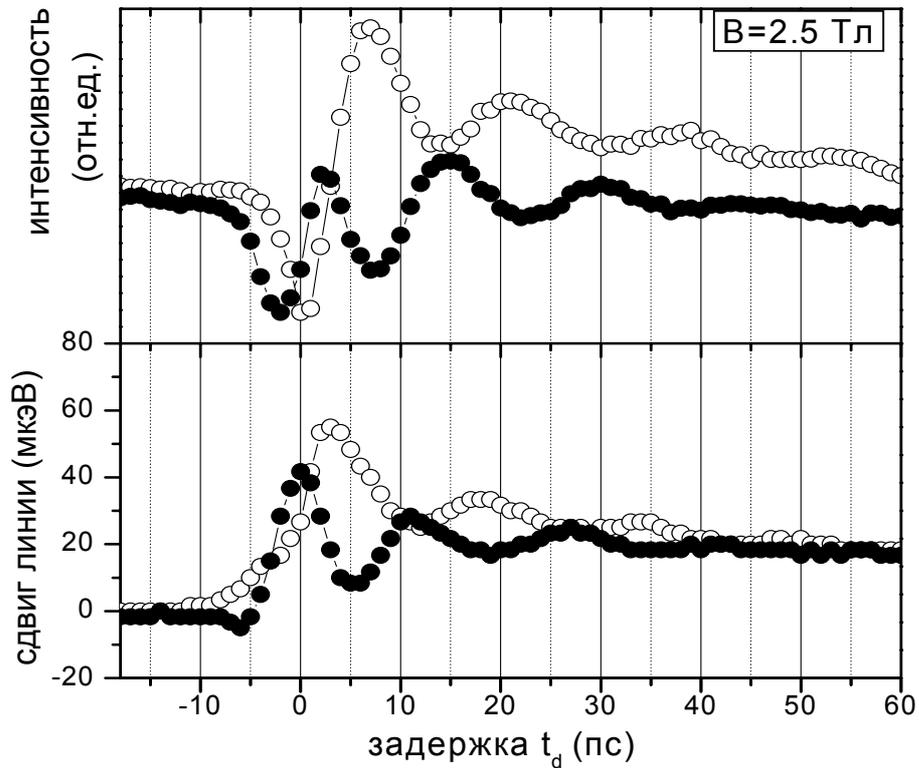


Рис. 5.12. Дифференциальное пропускание - а) и сдвиг положения пиков в спектрах пропускания - б) в зависимости времени задержки. Сигнал записан в $k=0$ при детектирование линии σ^+ . Пустыми символами показана конфигурация YY, заполненными - XY. $P_{\text{pump}}=100$ Вт/см², $k_p=1.8$ μ^{-1} , магнитное поле $B=2.5$ Тл.

На рис. 5.12 видно, что в магнитном поле временные осцилляции имеют один и тот же период и в интенсивности сигнала, и в спектральном положении линий LP^+ в обеих (коллинеарной и ортогональной) конфигурациях линейной поляризации накачивающего и зондирующего импульсов. Что же касается фазы осцилляций, то они не только не совпадают для различных поляризационных конфигураций, но и оказываются различными для интенсивности и спектрального положения пиков. На рис. 5.12 видно, что разность фаз осцилляций интенсивности и спектрального положения пиков для коллинеарной и ортогональной геометрий накачивающего и зондирующего пучков близка к π , а сдвиг фаз между осцилляциями в интенсивности и в спектральном положении при одной и той же геометрии эксперимента колеблется вблизи $\pi/2$. Следует подчеркнуть, что осцилляции наблюдаются только при использовании линейной поляризации накачивающего и тестирующего лучей, они пропадают при тестировании циркулярно-поляризованным лучом.

5.5.2 Влияние резонансного возбуждения в точку перегиба НПВ на свойства системы в $k=-k_p$.

Одним из факторов, определяющих рассмотренные выше изменения свойств поляритонной системы вблизи дна зоны при возбуждении в точку перегиба НПВ, является энергетическая релаксация фотовозбужденных поляритонов. В данном параграфе рассматриваются результаты исследования влияния резонансного фотовозбуждения поляритонов на свойства поляритонной системы на энергии возбуждения при $k=-k_p$. Измеренные зависимости дифференциального пропускания через МР в $k=-k_p$ в конфигурациях $Y\bar{Y}$ и $X\bar{Y}$ при детектировании в σ^- и σ^+ показаны на рис. 5.13. Из сравнения рисунков 5.10 и 5.13 видно, что поведение

сигнала при $k = -k_p$ и $k=0$ качественно одинаково. В обоих случаях в дифференциальном пропускании наблюдаются осцилляции, фаза которых в $Y\bar{Y}$ и $X\bar{Y}$ геометриях эксперимента противоположны. Однако имеется одно существенное различие.

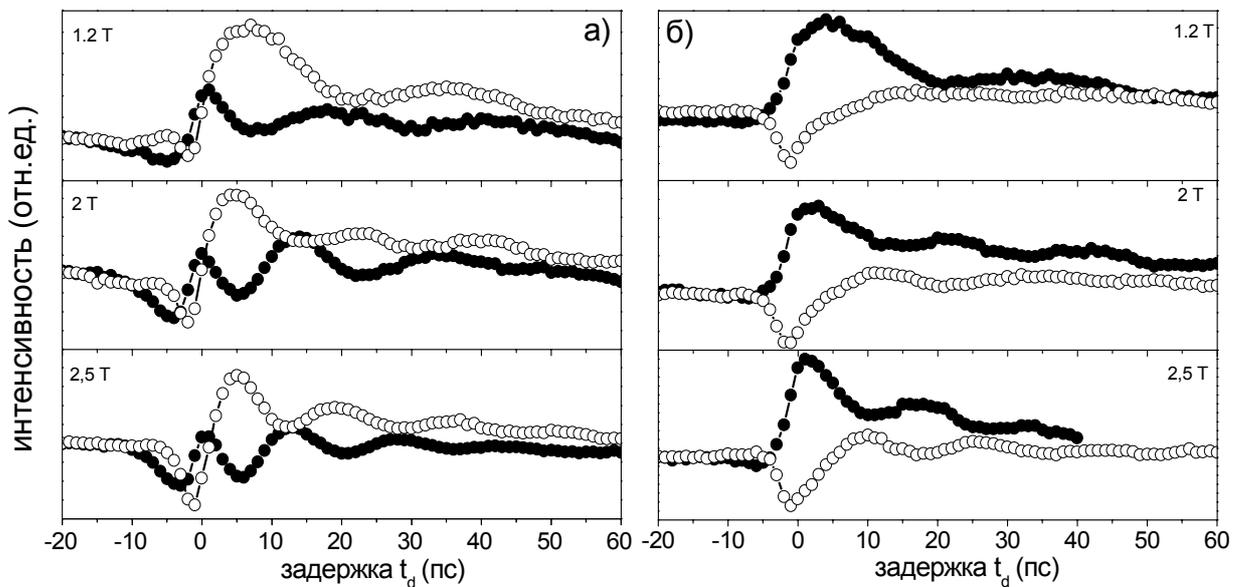


Рис. 5.13. Временные зависимости дифференциального пропускания через МР в $k = -k_p$ при детектировании в σ^- - а) и σ^+ - б) поляризациях. Пустыми символами показана конфигурация $Y\bar{Y}$, заполненными - $X\bar{Y}$. $P_{\text{pump}} = 100 \text{ Вт/см}^2$, $k_p = 1.8 \text{ м}^{-1}$ при различных магнитных полях $B = 1.2\text{-}2.5 \text{ Тл}$.

Если фазы осцилляций пропускания для σ^+ и σ^- компонент почти совпадают, то в случае $k = -k_p$ фазы осцилляций для этих компонент отличаются почти на π . Это иллюстрируется на рис. 5.14, на котором приведены временные зависимости дифференциального сигнала, записанные в геометриях $(k_p, 0)$ и $(k_p, -k_p)$ для $X\bar{Y}$ и $Y\bar{Y}$ конфигураций, записанные в поле $B = 2.5 \text{ Тл}$ в σ^+ и σ^- поляризациях. Вследствие этого при детектировании суммарного ($\sigma^+ + \sigma^-$) сигнала осцилляции в дифференциальном пропускании практически отсутствуют.

Еще одним существенным отличием поведения сигналов дифференциального пропускания записанных в геометриях $(k_p, 0)$ и $(k_p, -k_p)$ яв-

ляется наличие сильных провалов в пропускании при $t_d \sim 0$ пс в конфигурации $\Upsilon\Upsilon$.

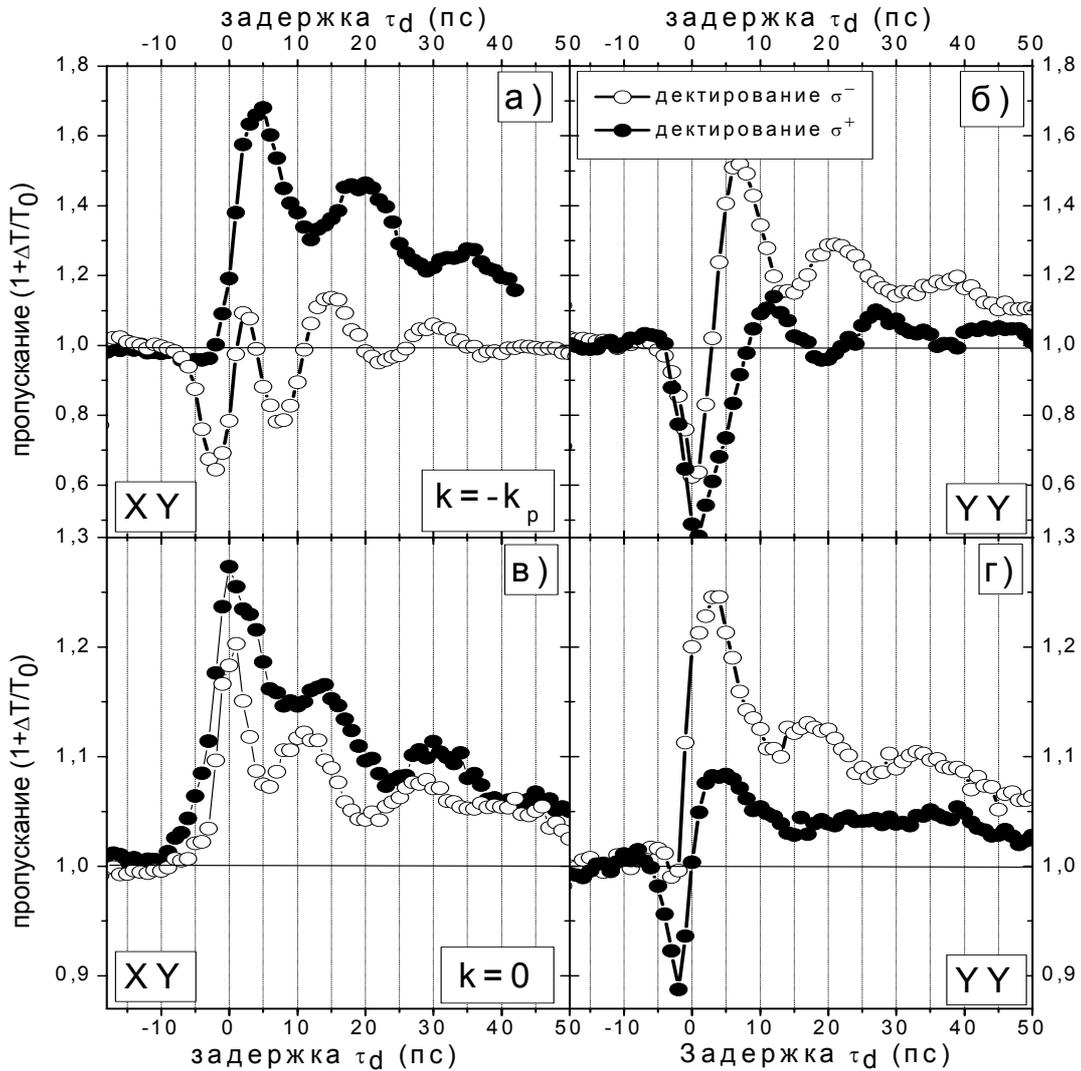


Рис. 5.14. Дифференциальное пропускание в зависимости от времени задержки, сигнал записан в $k = -k_p$ при детектировании в σ^+ и σ^- поляризациях. Сигнал в конфигурации $X\Upsilon$ – а), б) – в конфигурации $\Upsilon\Upsilon$; сигнал записанный в $k=0$ для σ^+ и σ^- в конфигурации $X\Upsilon$ в) и $\Upsilon\Upsilon$ – г). в $P_{\text{pump}} = 100 \text{ Вт/см}^2$, $k_p = 1.8 \mu^{-1}$, магнитное поле $B = 2.5 \text{ Тл}$.

5.5.3 Влияние резонансного возбуждения в точке перегиба НПВ на свойства системы в $k = 2k_p$.

Энергия поляритонов с $k = 2k_p$ лежит выше энергии резонансного возбуждения в точку перегиба дисперсионной кривой НПВ $k = k_p$ и находится в области энергий экситоноподобных поляритонов. Заполнение

таких состояний происходит в основном за счет поляритон-поляритонного параметрического рассеяния, и при этом ожидается достаточно быстрое рассеяние из них вследствие экситон-фононного взаимодействия. Результаты исследования дифференциального пропускания на квазиимпульсе $k=2k_p$ в геометриях ХУ и УУ приведены на рис. 5.15.

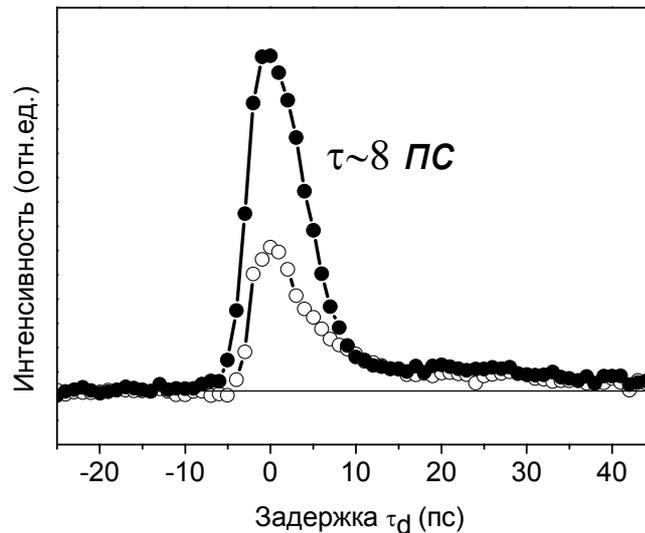


Рис. 5.15. Зависимость дифференциального пропускания на $k=2k_p$ от времени задержки. Пустыми символами показаны результаты измерения в конфигурация УУ, а заполненными - ХУ. $P_{\text{pump}} = 100 \text{ Вт/см}^2$, $k_p = 1.8 \mu^{-1}$, $B = 0 \text{ Тл}$.

На рисунке видно, что наблюдается заметное различие в величине сигнала дифференциального пропускания в двух конфигурациях: сигнал в ХУ конфигурации примерно в два раза больше, чем в УУ конфигурации. Такое поведение коррелирует с изменением дифференциального пропускания в $k=0$ и свидетельствует о том, что поляритон-поляритонное рассеяние $УУ \Rightarrow ХХ$ является более эффективным, чем рассеяние $УУ \Rightarrow УУ$. Далее, на рис. 5.15 видно, что сигнал дифференциального пропускания быстро уменьшается с ростом времени задержки в обеих конфигурациях, Время затухания лежит в пределах 8 пс, что в 2 раза больше времени затухания стимулированного параметрического

рассеяния, найденного из временных зависимостей сигнала дифференциального пропускания в $k=0$. Следовательно, оно определяется не продолжительностью процесса стимулированного параметрического рассеяния, а временем затухания экситоно-подобных поляритонных состояний с $k=2k_p$. Вследствие большой доли экситонной составляющей их излучательное время жизни существенно больше времени жизни фотоподобных состояний с малыми k . Простые оценки показывают, что оно превышает 20 пс, что более, чем в два раза больше наблюдаемого времени затухания основного сигнала дифференциального пропускания. Поэтому мы предполагаем, что наблюдаемое затухание сигнала определяется релаксацией вследствие экситон-фононного рассеяния, характерное время которого лежит в пределах 10 пс. На рис. 5.15 также видно, что после затухания основного сигнала остается небольшой сигнал (< 5%), который затухает со временем около 30 пс, близким к усредненному времени релаксации в экситон-поляритонной системе.

§ 5.6. Расчет дифференциального пропускания и спектрального положения поляритонных мод. Сопоставление с экспериментальными результатами.

Разница в поглощении X- и Y- поляризации света связана с правилами отбора в экситонной системе. Как отмечалось выше, короткий линейно поляризованный луч накачки возбуждает линейную комбинацию σ^+ и σ^- НП состояний $|X\rangle = (|X+iY\rangle + |X-iY\rangle)/\sqrt{2}$ или $|Y\rangle = (|X+iY\rangle - |X-iY\rangle)/i\sqrt{2}$. Различие в энергиях σ^+ и σ^- состояний ведет к линейному возрастанию разницы фаз между этими состояниями с ростом времени задержки, равной $\Delta\varphi = (\omega^+ - \omega^-)t_d$, что в свою очередь приводит к вращению линейной поляризации фотовозбужденного состояния с периодом

$2\pi/(\omega^+ - \omega^-)$. При набеге фазы $\Delta\phi = \pi$ линейная поляризация поворачивается на $\pi/2$, т.е. $|X\rangle$ трансформируется в $|Y\rangle$, а $|Y\rangle$ переходит в $|X\rangle$. Таким образом, набег фазы из-за разности энергий σ^+ и σ^- состояний НП хорошо объясняет тот факт, что осцилляции в YY и XY геометриях находятся в противофазе.

Затухание сигнала пропускания определяется двумя характерными временами, а именно, временем рекомбинации τ и временем спиновой когерентности τ_{scoh} :

$$I_{YY/XY} \sim \exp(-t_d/\tau)(1 \pm \exp(-t_d/\tau_{\text{scoh}}))\cos(2\pi t_d/T) \quad (5.5)$$

Время τ определяет затухание сигнала как целого, тогда как τ_{scoh} описывает затухание осцилляций. Используя эту формулу мы можем подогнать экспериментальную зависимость достаточно хорошо в всем диапазоне задержек от 5-50 пс со следующими параметрами: $\tau \sim 30 \pm 2$ пс и $\tau_{\text{scoh}} \sim 15 \pm 2$ пс (Рис. 5.16.). Затухание квантовых биений увеличивается с увеличением плотности накачки за счет усиления межчастичного рассеяния в экситонной системе.

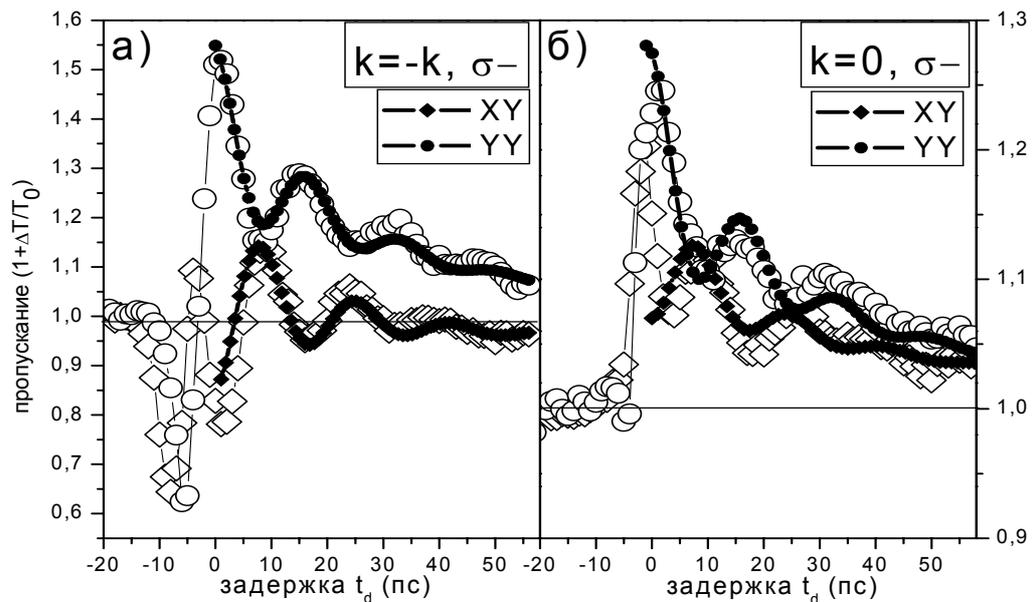


Рис. 5.16. Дифференциальное пропускание для геометрии $(k_p, 0)$ - а) и $(k_p, -k_p)$ - б). Пустыми символами показан сигнал, записанный для σ^- компоненты в XY и YY конфигурациях, заполненными - рассчитанный по формуле (5.5).

Для численного моделирования была использована модель, описанная в работе [68], с незначительными модификациями. Модель учитывает расщепление циркулярно-поляризованных компонент, НПВ в магнитном поле и наличие локализованных экситонных состояний в КЯ. Поведение локализованных экситонов в КЯ в нулевом приближении рассматривается в рамках четырехуровневой экситон-бизекситонной схемы, описанной выше. При этом система уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned}
 \dot{\rho}^n &= i[\rho^n, H^n] \\
 \left(i \frac{\partial}{\partial t} - E_c(k)\right) \varepsilon(k, t) &= \alpha(k) J_k(t) + \beta(k) \varepsilon_{ext}(k, t) \\
 J_k(t) &= \sum_{E_X} e v_{cv} \Phi_X(0) \sqrt{S_{loc}} \rho^{EX}(t) n(E_X)
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

где первое уравнение описывает эволюцию матрицы плотности, коэффициенты которой выражены через соответствующие экситонные токи. Накачка и влияние поля МР учитывается с помощью уравнений Максвелла. Величины α и β рассчитываются из параметров МР методом матриц перехода, v_{cv} - матричный элемент перехода, S_{loc} - площадь локализации, $\Phi_X(0)$ - волновая функция экситона, $n(E)$ - плотность локализованных состояний. Времена релаксации диагональных и недиагональных компонент матрицы плотности, а также расщепления уровней, бизекситонная энергия связи являются подгоночными параметрами.

Результаты численных расчетов зависимости пропускания и спектрального положения σ^+ и σ^- компонент от времени задержки в геометрии $(k_p, 0)$ приведены на рис. 5.17. Расчет выполнен для небольшой плотности возбуждения, когда когерентный сигнал рассеяния при нулевой задержке относительно мал. Из сравнения рассчитанных зависимостей с экспериментально измеренными, приведенными на рис. 5.10, 5.12, 5.13 и 5.14, видно, что рассчитанные зависимости описывают основные

особенности дифференциального пропускания. В частности, осцилляции в поляризационных конфигурациях YY и XY как для σ^+ , так и для σ^- компонент ПНВ находятся в противофазе и в спектрах пропускания, и в спектральном положении линий.

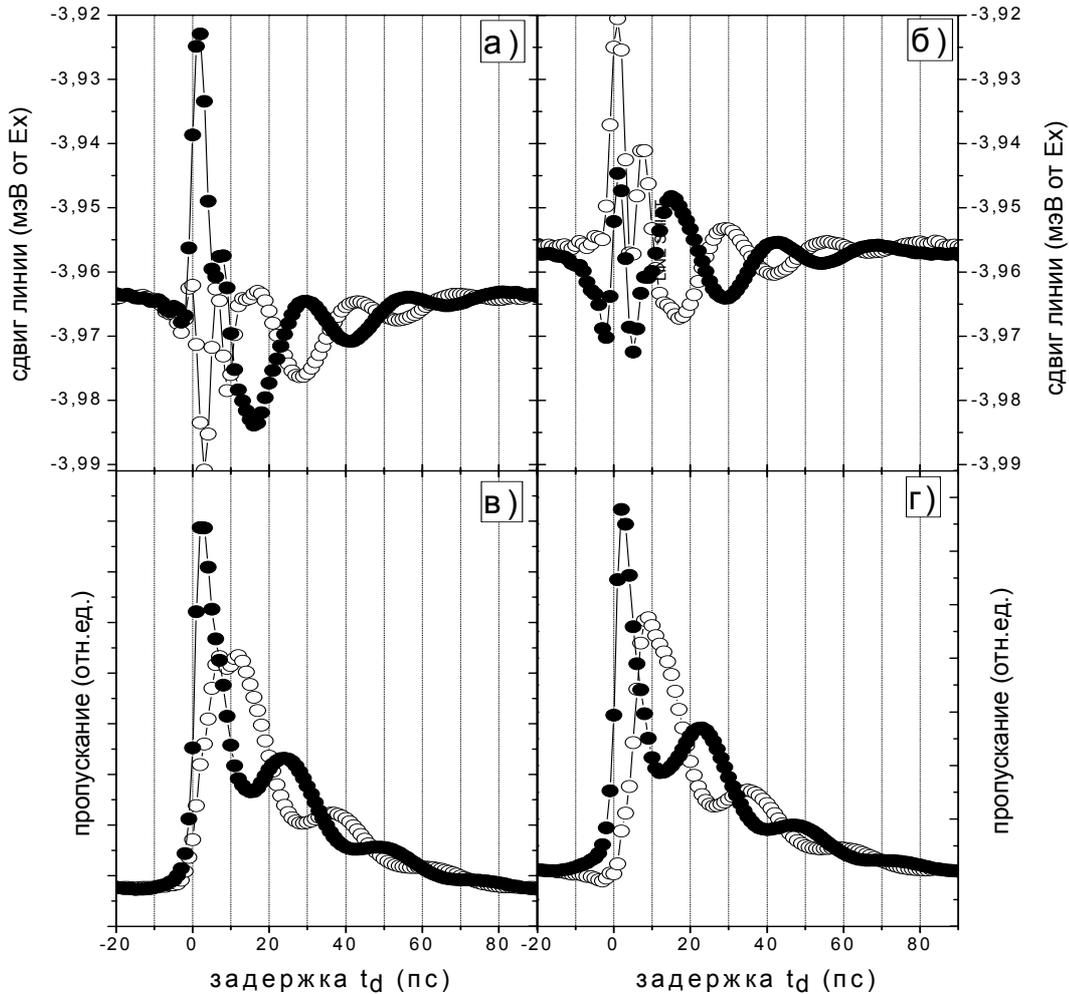


Рис. 5.17. Сдвиг положения пиков в спектрах пропускания – а) и б) σ^+ и σ^- , соответственно; дифференциальное пропускание - в) и г) σ^+ и σ^- соответственно, в зависимости от времени задержки. Сигнал рассчитан для $k=0$, поля $V=2.5$ Тл, $k_p=1.8 \mu^{-1}$. Пустыми символами показана конфигурация YY, заполненными - XY.

Далее, расчет правильно отражает наличие сдвига фаз между осцилляциями в дифференциальном пропускании и в спектральном положении линий (величина сдвига близка к $\sim\pi/2$). Сопласуется с найденным экспериментально и поведение сдвига фаз между осцилляциями пропус-

кания σ^+ и σ^- компонент, записанными в разных поляризационных конфигурациях при изменении волнового вектора пробного импульса. Как отмечалось выше (рис. 5.14), основное качественное различие между дифференциальным пропусканием в $k=0$ и $k=-k$ заключается в изменении разности фаз между осцилляциями пропускания σ^+ и σ^- компонент: при зондировании пропускания в $k=0$ разность фаз близка к нулю, а при зондировании в $k=-k_p$ разность фаз близка к π . Результаты расчета пропускания σ^+ и σ^- компонент в YY поляризации для геометрий $(k_p, -k_p)$ и $(k_p, 0)$ показаны на рис. 5.18 а) и 5.18 б) соответственно. Из сравнения рис. 5.18 и 5.14 видно, что так же, как и в эксперименте, осцилляции пропускания на частотах σ^+ и σ^- компонент близки к синфазным для волнового вектора пробного луча $k=0$ и к противофазным - для $k=-k_p$.

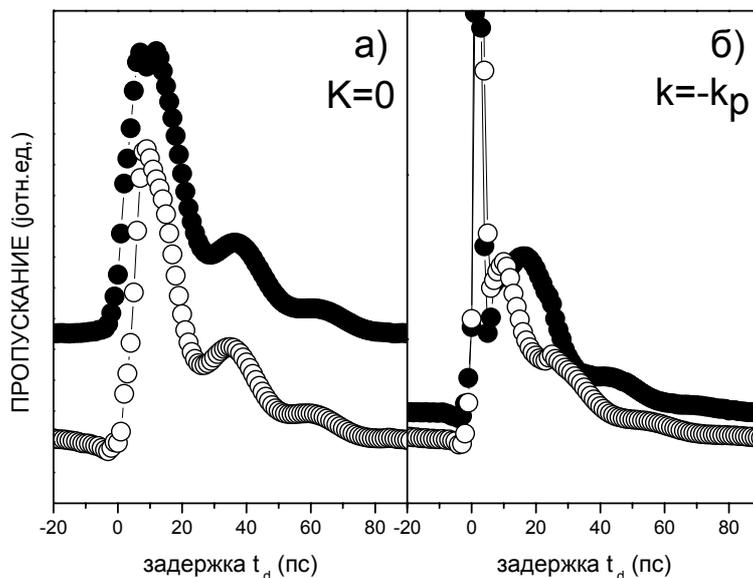


Рис. 5.18. Дифференциальное пропускание в зависимости времени задержки, сигнал рассчитан в $k=0$ - а) и $k=-k_p$ - б) для σ^+ (заполненные символы) и σ^- (пустые) поляризаций. Конфигурация YY , $k_p = 1.8 \mu^{-1}$, магнитное поле $B=2.5$ Тл.

Таким образом, расчеты правильно отражают обнаруженное экспериментально наличие изменения разности фаз между осцилляциями пропускания σ^+ и σ^- компонент с изменением квазиимпульса, на котором проводится зондирование. Более того, расчет правильно отражает обнаруженное экспериментально нестандартное

обнаруженное экспериментально нестандартное поведение величины дифференциального при малых задержках пропускания с изменением поляризации зондирующего луча: на рис. 5.17 видно, что в согласии с экспериментом в рассчитанных зависимостях дифференциального пропускания сигнал в ХУ поляризации сильнее, чем в УУ. Однако, следует отметить, что в рассчитанных для большей плотности возбуждения (в 10 раз) зависимостях на рис. 5.19, сигнал в конфигурации $(k_p, -k_p)$ в несколько раз больше, чем в конфигурации $(k_p, 0)$, в то время как в эксперименте наблюдается обратное соотношение. Такое расхождение является ожидаемым, поскольку сигнал в $k=0$ при плотностях возбуждения выше порога для стимулированного параметрического рассеяния определяется процессами стимулированного параметрического рассеяния фотовозбужденных поляритонов с квазиимпульсами в широкой области $k < 2k_p$, в то время как используемая модель включает в рассмотрение только поляритоны с $k=k_p$ и $k=0$.

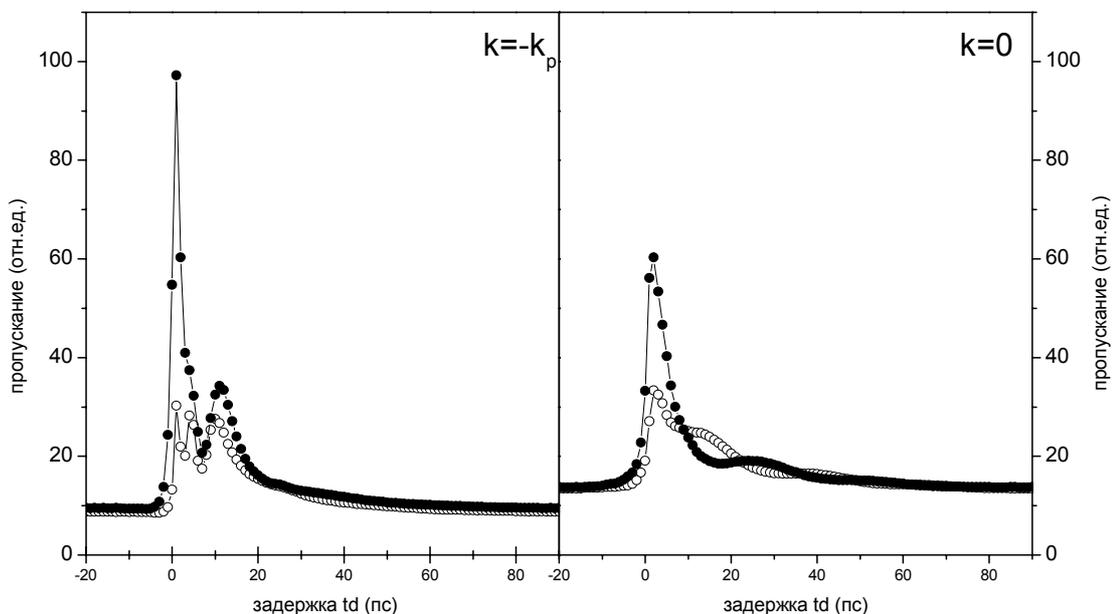


Рис. 5.19. Дифференциальное пропускание в зависимости времени задержки, сигнал рассчитан в $k=-k_p$ - а) и $k=0$ - б) для ХУ (заполненные символы) и УУ (пустые) конфигураций. $k_p = 1.8 \mu^{-1}$, магнитное поле $B=2.5$ Тл.

В таком приближении при большой плотности возбуждения в расчетах появляется сигнал сверхизлучения [71]. В рассчитанных спектрах сигнал сверхизлучения проявляется в когерентном, интерференционном излучении вблизи нулевой задержки сначала только в геометрии $(k_p, -k_p)$ (рис. 5.18 б), а с ростом плотности возбуждения он появляется и в конфигурации $(k_p, 0)$. В эксперименте же вследствие стимулированного параметрического рассеяния заселение состояний с $k=0$ более эффективно, и следовательно сигнал в геометрии $(k_p, 0)$, оказывается существенно больше, чем в геометрии $(k_p, -k_p)$.

Из приведенного обсуждения видно, что рассматриваемая модель качественного хорошо описывает поведение некогерентного сигнала в дифференциальном пропускании при малых плотностях возбуждения, когда в дифференциальном сигнале доминирует некогерентный вклад. Однако данная модель не может быть использована для описания когерентного сигнала рассеяния на малых временах задержки при больших плотностях возбуждения. В этом случае необходимо включить в рассматриваемую модель поляритон-поляритонное рассеяние в полном объеме, как это было сделано в теоретической модели, предложенной для описания стимулированного параметрического рассеяния поляритонов в работах [11,12] § 1.2.2, или использовать эту модель, но включить в нее эффекты от экситонной локализации.

В заключение сформулируем основные результаты, полученные в данной главе.

С помощью методики «накачка – зондирование» исследовано пропускание МР в различных поляризационных геометриях в магнитном поле. Обнаружены осцилляции в величинах пропускания и спектральном положении σ^+ и σ^- компонент НПВ в магнитном поле при возбуж-

дении системы линейно поляризованным импульсом. 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, на которую не влияет слабый зондирующий луч. Обнаружено различие фаз осцилляций в пропускании и спектральном положении НП мод. Найдено, что разность фаз осцилляций в пропускании σ^+ и σ^- компонент НПВ зависит от величины их квазиимпульса. Показано, что основные особенности поведения экситон-поляритонной модели описываются качественно в рамках модели, основанной на четырехуровневой экситон-биэкситонной схеме, предложенной в работе [68]. Для количественного описания требуется дальнейшее развитие модели и, в частности, включение в рассмотрение стимулированного рассеяния, экситон-фононного рассеяния. Определены времена жизни и спиновой когерентности в экситон-поляритонной системе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

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

Получены следующие результаты:

1. Для проверки теоретической модели стимулированного параметрического рассеяния поляритонов в МР[12], 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 ($\Delta = \hbar\omega - E_{LP}(k_p) > 0.5$ мэВ) скачок поля совпадает с порогом стимулированного рассеяния в согласии 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 поляритами из-за подавления 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 время 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^- компонент 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^- компонент.

7. Обнаружены осцилляции в спектральном положении σ^+ и σ^- компонент НПВ в спектрах дифференциального пропускания. Найдено, что осцилляции в YY 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 НПВ 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 фонах и электронах удастся описать наблюдаемую зависимость только качественно.

В заключение я хочу выразить глубокую признательность своему научному руководителю Владимиру Дмитриевичу Кулаковскому за постоянное внимание, многочисленные обсуждения и всестороннюю помощь и поддержку на всех этапах настоящей работы. Хочу также поблагодарить Гиппиуса Николая Алексеевича, чьи теоретические модели использовались для сравнения с экспериментом. Мне хотелось бы особо поблагодарить Тартаковского Александра Ильича и Крижановского Дмитрия Николаевича, которые стали моими первыми наставниками по технике эксперимента. Я благодарен Ларионову Андрею Владимировичу за постоянную поддержку и ценные советы. Хочу поблагодарить Алексея Анатольевича Дремина, Александра Васильевича Горбунова за многочисленные консультации по технике эксперимента. Я также благодарен всем сотрудникам ЛНЭП за теплую дружественную и рабочую атмосферу.

Список Литературы.

- [1] “Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current” Y. Arakawa, and H. Sakaki, Appl. Phys. Lett, 40, 939 (1982)
- [2] “The Quantum Hall Effect” R.E. Prang, and S.M. Girvin, eds. Springer Verlag (1990)
- [3] “The present status of quantum dot lasers”, M. Grundmann, Physica E, 5, 167 (1999)
- [4] “Fundamentals of semiconductors”, P. Yu, M. Cardona, Springer (2002)
- [5] “Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity”, C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, Phys. Rev. Lett., 69, 3314 (1992)
- [6] “Condensation of semiconductor microcavity exciton polaritons”, Hui Deng, Gregor Weihs, Charles Santori, Jacqueline Bloch, Yoshihisa Yamamoto, Science, 298, 199 (2002)
- [7] “Angle-Resonant Stimulated Polariton Amplifier”, 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)

- [8] “Asymmetric angular emission in semiconductor microcavities”, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, and J. S. Roberts, *Phys. Rev. B*, 62, R13278 (2000)
- [9] “Parametric luminescence of microcavity polaritons”, C. Ciuti, P. Schwendimann, A. Quattropani, *Phys. Rev. B*, 63, 041303 (2001)
- [10] “Theory of the angle resonant polariton amplifier”, C. Ciuti, P. Schwendimann, B. Deveaud, A. Quattropani, *Phys. Rev. B*, 62, R4826 (2000)
- [11] “Nonlinear dynamics of polariton scattering in semiconductor microcavity: Bistability vs. stimulated scattering”, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, V.D. Kulakovskii, D.N. Krizhanovskii and A.I. Tartakovskii, *Europhys. Lett.*, 67, 997 (2004)
- [12] “Жесткий режим возбуждения поляритон-поляритонного рассеяния в полупроводниковых микрорезонаторах”, Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев, Л.В. Келдыш, В.Д. Кулаковский, *УФН*, 175, 327 (2005)
- [13] “Stimulated spin dynamics of polaritons in semiconductor microcavities” 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)
- [14] “Semiconductor microcavity as a spin-dependent optoelectronic device”, 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)

- [15] "Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors", L. Esaki, R. Tsu, IBM J. Res. Dev 14,61(1970)
- [16] "Measurement of Cavity-Polariton Dispersion Curve from Angle-Resolved Photoluminescence Experiments", R. Houdré, C. Weisbuch, R. P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandini, Phys. Rev. Lett., 73, 2043 (1994)
- [17] "Exact quantum calculation of polariton dispersion in semiconductor microcavities", V. Savona, F. Tassone, Solid State Com., 95,673 (1995)
- [18] "Photoluminescence dynamics of cavity polaritons under resonant excitation in the picosecond range", J. Bloch and J.Y. Marzin., Phys. Rev. B, 56, 2103 (1997)
- [19] "Time-resolved spontaneous emission of excitons in a microcavity: Behavior of the individual exciton-photon mixed states", B. Sermage, S. Long, I. Abram, and J. Y. Marzin, J. Bloch, R. Planel, V. Thierry-Mieg, Phys. Rev. B, 53, 16516 (1996)
- [20] "Bottleneck effects in the relaxation and photoluminescence of microcavity polaritons", F. Tassone, C. Piermarocchi, V. Savona, A. Quattropani, P. Schwendimann, Phys. Rev. B, 56, 7554(1997)
- [21] "Photoluminescence decay times in strong-coupling semiconductor microcavities", F. Tassone, C. Piermarocchi, V. Savona, A. Quattropani, P. Schwendimann, Phys. Rev. B, 53, R7642 (1996)
- [22] "Relaxation bottleneck and its suppression in semiconductor microcavities", A. I. Tartakovskii, M. Emam-Ismael, R. M. Stevenson, M. S.

Skolnick, V. N. Astratov, D. M. Whittaker, J. J. Baumberg, and J. S. Roberts, Phys. Rev. B, 62, R2283 (2000)

[23] “Polariton lasing by exciton-electron scattering in semiconductor microcavities”, G. Malpuech, A.Kavokin, A.Di Carlo, J.J. Baumberg, Phys. Rev. B, 65, 153310 (2002)

[24] “Excitonic nonlinearities of semiconductor microcavities in the nonperturbative regime”, F. Janke, M. Kira, and S. W. KochG. Khitrova, E. K. Lindmark, T. R. Nelson, Jr., D. V. Wick, J. D. Berger, O. Lyngnes, and H. M. GibbsK. Tai, Phys. Rev. Lett.,77, 2043 (1994)

[25] “Energy relaxation of resonantly excited polaritons in semiconductor microcavities”, D.N. Krizhanovskii A.I. Tartakovskii, A.V. Chernenko ,V.D. Kulakovskii, M. Emam-Ismael, M.S. Skolnick, J,S. Roberts, Solid State Com., 118, 583 (2001)

[26] “Scattering of polaritons by a two-dimensional electron gas in a semiconductor microcavity”, G. Ramon, R. Rapaport, A. Qarry, E. Cohen, A. Mann, Arza Ron, and L. N. Pfeiffer, Phys. Rev. B, 65, 85323(2002)

[27] “Ecitons and polaritons in semiconductor microcavities”, D.M. Whittaker, M.S. Skolnick, T.A. Fisher, A. Artimage, D.Bacher, V.N. Astratov, Phys. Stat. Sol. (a), 164, 13 (1997)

[28] “Nonequilibrium condensates and lasers without inversion: Exciton-polariton lasers”, A. Imamoglu, R.J.Ram, S. Pau and Y. Yamamoto, Phys. Rev. A, 53, 4250 (1996)

- [29] “Nonlinear emission of microcavity polaritons in the low density regime”, P. Senellart and J. Bloch, *Phys. Rev. Lett.*, 82, 1233 (1999)
- [30] “Nonlinearities in emission from the lower polariton branch of semiconductor microcavities”, A. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, and D. N. Krizhanovskii, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, A. Armitage, and J. S. Roberts, *Phys. Rev. B*, 60, R11293 (1999)
- [31] “Stimulation of polariton photoluminescence in semiconductor microcavity”, Li Si Dang, D. Heger, R. Andre, F. Boef, R. Romestain, *Phys. Rev. Lett.*, 81, 3920 (1998)
- [32] “Polariton-polariton scattering in semiconductor microcavities: distinctive features and similarities to the three-dimensional case”, A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, V. D. Kulakovskii, *Phys. Rev. B*, 62, R13298 (2000)
- [33] “Continuous Wave Observation of Massive Polariton Redistribution by Stimulated Scattering in Semiconductor Microcavities”, R. M. Stevenson, V. N. Astratov, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, M. Emam-Ismael, A. I. Tartakovskii, P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, and J. S. Roberts, *Phys. Rev. Lett.*, 85, 3680 (2000)
- [34] “Parametric oscillation in a vertical microcavity: A polariton condensate or micro-optical parametric oscillation”, 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 (2002)

[35] “Coherent and incoherent polaritonic gain in a planar semiconductor microcavity”, G. Dasbach, T. Baars, M. Bayer, A. Larionov, and A. Forchel, *Phys.Rev. B*, 62, 13076 (2000)

[36] “Polariton-polariton scattering in semiconductor microcavities: Experimental observation of thresholdlike density dependence”, T. Baars, M. Bayer, A. Forchel, F. Schäfer, and J. P. Reithmaier, *Phys. Rev. B*, 61, R2409 (2000)

[37] “Nonlinear effects in a dense two-dimensional exciton-polariton system in semiconductor microcavities”, V D Kulakovskii, A I Tartakovskii, D N Krizhanovskii, N A Gippius, M S Skolnick and J S Roberts, *Nanotechnology* 12, 475 (2001)

[38] “Polarization Control of the Nonlinear Emission of Semiconductor Microcavities”, M.D. Martin, G. Aichmayr, L. Vina, R. Andre , *Phys. Rev. Lett.*, 89, 077402 (2002)

[39] “Quantum theory of spin dynamics of exciton-polaritons in microcavities”, K.V. Kavokin, I. A. Shelykh, A.V. Kavokin, G. Malpuech, P. Bigenwald, *Phys.Rev.Lett.*, 92, 017401 (2004)

[40] “Polarization rotation in parametric scattering of polaritons in semiconductor microcavities”, A. Kavokin, P. G. Lagoudakis, G. Malpuech and J. J. Baumberg, *Phys. Rev. B*, 67, 195321 (2003)

[41] “Microcavity polariton spin quantum beats without a magnetic field: A manifestation of Coulomb exchange in dense and polarized polariton

systems”, P. Renucci, T. Amand, X. Marie, P. Senellart J. Bloch, B. Sermage, K. V. Kavokin, Phys. Rev. B, 72. 075317 (2005)

[42] “Linear polarization inversion: a signature of Coulomb scattering of cavity polaritons with opposite spins”, K.V. Kavokin, P. Renucci, T. Amand, X. Marie, P. Senellart, J. Bloch, B.Sermage, Phys. Stat. Sol (c), 2, 763 (2005)

[43] “Экспериментальная оптика”, В.В. Лебедева, издательство Московского университета (1994)

[44] “Spin dynamics of polariton parametric amplifiers”, I.A. Shelykh, M.M. Glazov, D.D. Solnyshkov, N.G. Galkin, A.V. Kavokin, G. Malpuech, Phys. Stat. Sol. (c), 2, 768 (2005)

[45] “Polarisation properties of optical parametric oscillator emission in a semiconductor microcavity”, D.N. Krizhanovskii, D. Sanvitto, S. Ceccarelli, M.S. Skolnick, J.J. Roberts, Phys. Stat. Sol. (a), 202, 2621 (2005)

[46] “Оптическая ориентация”, Б.П. Захарченя,Ф. Майер, Наука (1989)

[47] “Theory of the effect of spin-orbit coupling in magnetic resonance in some semiconductors”, R.J. Elliot, Phys. Rev., 96, 266 (1954)

[48] “Спиновая релаксация электронов проводимости в полупроводниках без центра инверсии”, М.И. Дьяконов, В.И. Перель, ФТТ 13, 3581 (1971)

- [49] “Спиновая релаксация электронов при рассеянии на дырках”, Г.Л. Бир, А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус, ЖЭТФ, 69, 1382 (1975)
- [50] “Exciton spin dynamics in quantum wells”, M.Z. Maialle, E.A. de Andrada e Silva, L.J. Sham, Phys. Rev. B, 47, 15776 (1993)
- [51] “Exciton-light coupling in single and coupled semiconductor microcavities: Polariton dispersion and polarization splitting”, G. Panzarini, L.C. Andreani, A. Armitage, D. Baxter, M.S. Skolnick, V.N. Astratov,* and J. S. Roberts, A.V. Kavokin, M.R. Vladimirova, M.A. Kaliteevski, Phys. Rev. B, 59, 5082 (1999)
- [52] “Quantum well reflectivity and exciton-polariton dispersion”, F. Tassone, F. Bassani, L.C. Andreani, Phys. Rev. B, 45, 6023 (1992)
- [53] “Determination of interface preference by observation of linear-to-circular polarization conversion under optical orientation of excitons in type-II GaAs/AlAs superlattices”, R. I. Dzhioev, H. M. Gibbs, E. L. Ivchenko, G. Khitrova, V. L. Korenev, M. N. Tkachuk, B. P. Zakharchenya, Phys. Rev. B, 56, 13405 (1997)
- [54] “Spin dynamics of exciton polaritons in microcavities”, I. A. Shelykh, A.V. Kavokin, G. Malpuech, Phys. Stat. Sol. (b), 242, 2271 (2005)
- [55] “Quantum beats between light and dark polariton states in semiconductor microcavities”, I.A. Shelykh, L. Viña, A.V. Kavokin, N.G. Galkin, G. Malpuech, R. André, Phys. Stat. Sol. (c), 6, 1351 (2004)

- [56] “Exciton quantum beats in type-II GaAs/AlAs superlattices in longitudinal and in-plane magnetic fields”, I. V. Mashkov, C. Gourdon, P. Lavallard, and D. Yu Roditchev, *Phys. Rev. B*, 55, 13761 (1997)
- [57] “Coherent spin states and spin quantum beats in semiconductor microcavities”, P. Renucci, T. Amand, X. Marie, *Physica E*, 17, 329 (2003)
- [58] “Erzwungene Schwingungen bei veränderlicher Eigenfrequenz und ihre technische Bedeutung”, G. Duffing, Braunschweig: Vieweg (1918)
- [59] “Analogue studies of nonlinear systems”, D.G. Luchinsky, P.V.E. McClintock, M.I. Dykman, *Rep. Prog. Phys.*, 61, 889 (1998)
- [60] “Topological analysis of chaotic dynamical systems”, R. Gilmore, *Rev. Mod. Phys.*, 70, 1455 (1998)
- [61] “Optical bistability in semiconductor microcavities in the nondegenerate parametric oscillation regime: Analogy with the optical parametric oscillator”, A. Baas, J.-Ph. Karr, M. Romanelli, A. Bramati, E. Giacobino, *Phys. Rev. B* 70, 161307 (2004)
- [62] “Optical bistability in semiconductor microcavity”, A. Baas, J. Ph. Karr, H. Eleuch, and E. Giacobino, *Phys. Rev. A*, 69, 023809 (2004)
- [63] “Stimulation of Hyper-Raman in semiconductor microcavities by enhanced polariton relaxation to polariton band bottom”, D.N. Krizhanovskii et al., *Proc. 26th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors; ICPS 26* (Edinburgh, UK, 2002).

[64] “Giant enhancement of polariton relaxation in semiconductor microcavities by polariton-free carrier interaction: Experimental evidence and theory”, A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, G. Malpuech, M. Emam-Ismaïl, A. V. Chernenko, A. V. Kavokin, V. D. Kulakovskii, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, *Phys. Rev. B*, 67, 165302 (2003)

[65] “Numerical modeling of the microcavity”, D.M.Whittaker, *Phys. Stat. Sol. (c)*, 2, 733 (2005)

[66] “Quantum Information Processing Using Quantum Dot Spins and Cavity QED”, A. Imamoglu, D. D. Awschalom, G. Burkard, D. P. DiVincenzo, D. Loss, M. Sherwin, and A. Small, *Phys.Rev.Lett.*, 83, 4204 (1999)

[67] “Coherence effects in light scattering of two-dimensional photonic disordered systems: Elastic scattering of cavity polaritons”, R. Houdre, C. Weisbuch, R. P. Stanley, U. Oesterle, and M. Ilegems, *Phys. Rev. B*, 61, 13333 (2000)

[68] “Impact of exciton localization on the optical non-linearities of cavity polaritons”, D.N. Krizhanovskii, G. Dasbach, A.A. Dremin, V.D. Kulakovskii, N.A. Gippius, M. Bayer, A. Forchel, *Solid State Com.*, 119, 435 (2001)

[69] “Localized and delocalized two-dimensional excitons in GaAs-AlGaAs multiple-quantum-well structures”, J. Hegarty, L. Goldner, M.D. Strudge, *Phys. Rev. B*, 30, 7346 (1984)

[70] “Radiative lifetimes of excitons in quantum wells: Localization and phase-coherence effects”, D.S. Citrin, Phys. Rev. B, 47, 3832 (1993)

[71] “Принципы нелинейной оптики”, И.Р. Шен, Наука (1989)

[72] “Rotation of the plane of polarization of light in a semiconductor microcavity”, D. N. Krizhanovskii, D. Sanvitto, I. A. Shelykh, M. M. Glazov, G. Malpuech, D. D. Solnyshkov, A. Kavokin, S. Ceccarelli, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, Phys. Rev. B, 73, 073303 (2006)

[73] “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)

[74] “Стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние в полупроводниковых микрорезонаторах” В.Д. Кулаковский, Д.Н. Крижановский, М.Н. Махонин, А.А. Деменев, Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев, УФН , 175, 334 (2005)

[75] “Quantum beats between magnetic field split states in semiconductor microcavity.”, M.N.Makhonin, A.A.Demenev, D.N.Krizhanovskii and V.D.Kulakovskii, Phys. Stat. Sol. (c), 2, 3872 (2005)

[76] “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)

[77] “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)

[78] “Influence of temperature and free carries on four-wave mixing in semiconductor microcavities.”, M.N. Makhonin et al. , Proc. SPIE , 5023, 105 (2003)