

Московский Физико-Технический Институт  
(Государственный Университет)

Факультет Общей Прикладной Физики  
Кафедра Физики Твёрдого Тела

---

Динамика стимулированного поляритон-поляритонного  
рассеяния в плоских GaAs микрорезонаторах.

Щекин Алексей Андреевич

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

ИФТТ, Черноголовка 2008

## Содержание

<b>1</b>	<b>Введение.</b>	<b>2</b>
1.1	Поляритоны в микрорезонаторе. . . . .	3
1.2	Стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние в микрорезонаторе.	4
<b>2</b>	<b>Образец и экспериментальная техника.</b>	<b>8</b>
<b>3</b>	<b>Динамика МР-излучения при резонансном возбуждении в окрестности точки перегиба нижней поляритонной ветви.</b>	<b>9</b>
3.1	Отклик поля на квантовой яме на внешнее воздействие. . . . .	10
3.2	Динамика стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния. . . .	13
3.3	Особенности временной динамики МР-люминесценции микрорезонатора при дополнительном надзонном возбуждении. . . . .	14
<b>4</b>	<b>Заключение.</b>	<b>17</b>

# 1 Введение.

В последнее время в мире бурно развивается миниатюризация и быстроедействие интегрированных электронных схем. Это, однако, приводит к сильному увеличению диссипации электрической энергии в схемах. В попытке отыскать дальнейшие пути развития исследователи обратились к свету как новому носителю информации. Это связано с рядом преимуществ фотонов перед электронами и дырками: более высокая скорость распространения в веществе влечет за собой больший объем переносимой в единицу времени информации, меньшая чувствительность к различного рода взаимодействиям приводит к эффективному уменьшению диссипаций. В этой связи является актуальным изучение оптических свойств объектов, на основе которых разрабатываются элементы новых информационных сетей.

Одним из таких объектов является полупроводниковый микрорезонатор (МР). В микрорезонаторе с помощью двух диэлектрических брэгговских зеркал, представляющих собой несколько пар чередующихся  $\lambda/4$  слоев с сильно различающимся показателем преломления реализуется пространственное ограничение светового поля. Это приводит к высокой пространственной плотности электромагнитной энергии в рабочем теле микрорезонатора. Кроме того, микрорезонатор обладает избирательностью по энергии. Таким образом, варьируя толщину слоев брэгговских зеркал можно изменять спектральное положение максимума спектральной плотности электромагнитной энергии. Помещение в пучность электромагнитного поля квантовой ямы (КЯ) с экситонным переходом вблизи фотонного резонанса МР в случае малого затухания экситонных состояний приводит к сильному экситон-фотонному взаимодействию. Подобное взаимодействие можно рассматривать на языке нового класса квазидвумерных квазичастиц, получивших название "поляритоны". Поляритоны имеют две дисперсионные ветви: нижняя и верхняя поляритонные ветви (НПВ и ВПВ) дисперсии [1, 2, 3].

В отличие от объемных полупроводников, для микрорезонаторов с квантовыми ямами характерна значительно более высокая энергия экситон-фотонного взаимодействия [2, 3] (вплоть до 20 мэВ в II-VI структурах). Помимо этого, двумерные поляритоны характеризуются малой эффективной массой при  $k \sim 0$ , в результате плотность поляритонных состояний при  $k \sim 0$  оказывается в  $10^4 - 10^5$  раз ниже экситонной. Как следствие, в МР с квантовыми ямами при относительно слабом фотовозбуждении представляется возможным добиться макрозанполнения состояний вблизи дна НПВ. Благодаря бозонной природе поляритонов в МР наблюдается дополнительное, стимулированное рассеяние поляритонов в макрозанполненные состояния при достаточно малых пороговых мощностях фотовозбуждения [4, 5, 6, 7, 8, 14, 9, 10, 15, 16, 17, 11, 12, 13, 18, 19, 20].

Стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние (СППР) в GaAs микрорезонаторе с InAs квантовыми ямами в активном слое при накачке вблизи точки перегиба нижней поляритонной ветви в первых работах объяснялось в рамках параметрического стимулированного процесса распада двух поляритонов накачки  $k_p$  на "сигнальный" (signal,  $k_s = 0$ ) и "холостой" (idler,  $k_i = 2k_p$ ) поляритон [11, 12, 13, 14, 15, 16, 18, 19]. При этом для детального анализа привлекалась стандартная модель четырехволнового смещения. Однако позже было обнаружено [20], что этот процесс обладает рядом особенностей. В частности, при изменении частоты и квазиимпульса накачки квазиимпульсы "сигнального" и "холостого" поляритона оставались прежними ( $k_s = 0$  и  $k_i = 2k_p$ ), что не укладывалось в рамки этой модели. В работах [36, 37, 38, 40] была предложена квазиклассическая модель описывающая процесс СППР как взаимовлияние двух нестабильностей: бистабильности возбуждаемой поляритонной моды относительно внешнего воздействия и ее параметрической нестабильности относительно поляритон-поляритонного рассеяния. Процесс СППР, согласно данной модели, развивается следующим образом: при слабом фотовозбуждении внутреннее поле на квантовой яме, отражающее поляритонную плотность в накачиваемой моде, растет сверхлинейно и, при превышении порога бистабильности, испытывает скачок. При этом система переходит в область нестабильности относительно поляритонного рассеяния из возбуждаемой моды, что приводит к высокому заполнению поляритонных состояний в достаточно широкой области К-пространства вблизи  $k = 0$ . Дальнейшее формирование мощного излучения из  $k = 0$  и  $k = 2k_p$  происходит вследствие коллективного процесса "самоорганизации" в НП системе.

Целью настоящей работы является детальное экспериментальное исследование временной динамики СППР в GaAs микрорезонаторах с InAs квантовыми ямами в активном слое под воздействием импульсного наносекундного фотовозбуждения Ti:Sr лазером и исследование влияния дополнительных каналов поляритонного рассеяния (на фонах, экситонах и свободных носителях)

на динамику СППР.

### 1.1 Поляритоны в микрорезонаторе.

В основу технологии приготовления фотонных микрорезонаторов легла идея, высказанная Парселом [21]. Ее суть заключалась в возможности контроля интенсивности и направления испускания фотонов в процессе спонтанного излучения путем изменения числа разрешенных фотонных состояний. Впоследствии идея была развита Яблонвичем и Джоном [22, 23, 24, 25, 26, 27], которые предложили модулировать плотность фотонных состояний пропусканием светового поля через трехмерные периодические структуры с чередующимися слоями с различным показателем преломления. У фотона, распространяющегося в таком кристалле, подобно электрону в периодическом поле атомов, появляются запрещенные и разрешенные энергетические зоны.

В исследуемом нами микрорезонаторе брэгговские зеркала состоят из периодически повторяющихся пар слоев  $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}$  и  $\text{AlAs}$  с оптической толщиной  $\lambda/4$ . Для электромагнитной волны  $\lambda$  в такой структуре возникает запрещенная зона, вследствие чего коэффициент отражения зеркала растет с ростом числа слоев. Так, например, для 20 пар слоев он превышает 99%. Если между двумя брэгговскими зеркалами поместить активную среду с оптической толщиной равной целому числу полувольт, то в системе возникнут стоячие электромагнитные волны. При этом волновая функция фотона в микрорезонаторе отличается от волновой функции свободного фотона вследствие размерного квантования вдоль одной пространственной координаты. На рисунке 1а представлен вид кривой дисперсии свободного фотона в плоскости XY. Он имеет вид прямой, берущей свое начало в точке  $E=0, k_{xy}=0$ . Размерное квантование вдоль z-координаты приводит к тому, что при нулевом импульсе  $k_{xy}=0$  энергия МР фотона отличается от нуля  $E_{MC}(0) \neq 0$  (см. рис. 1а), а закон дисперсии при  $k_{xy} \sim 0$  примет параболический вид:

$$E_{MC}(k_{xy}) = \sqrt{E_{MC}^2(0) + \frac{\hbar^2 c^2 k_{xy}^2}{n^2}}, \quad (1)$$

при больших  $k_{xy}$  переходящий в дисперсию свободного фотона. Здесь  $k_{xy}$  - компонента квазиимпульса в плоскости микрорезонатора,  $E_{MC}(0)$  - энергия фотонной моды при  $k_{xy} = 0$ ,  $n$  - показатель преломления активной среды микрорезонатора.

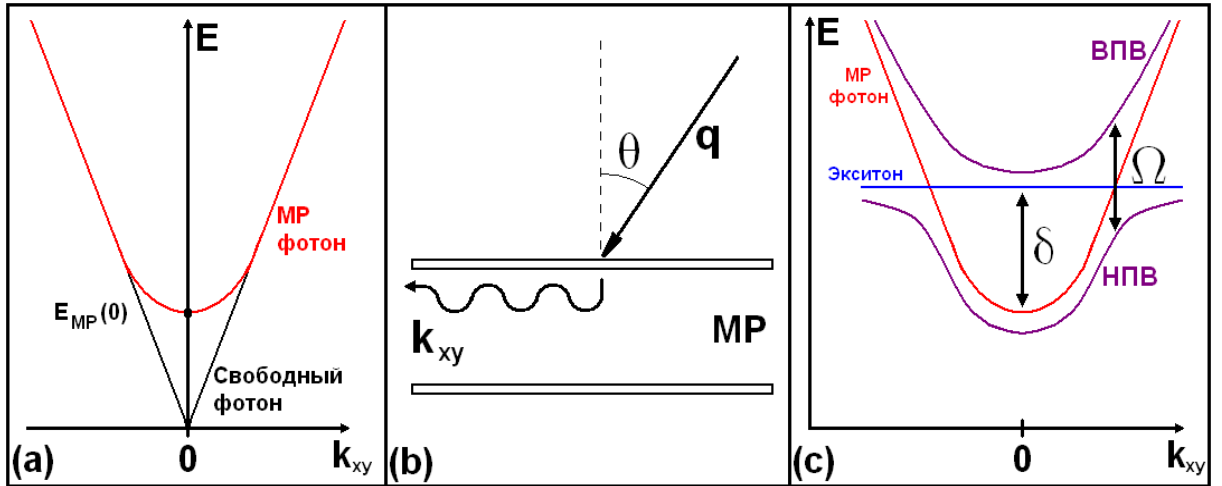


Рис. 1: (а) - Дисперсия МР фотона, (б) - Сохранение латерального квазиимпульса как возможность детектировать фотонную плотность в определенной моде К-пространства, (с) - Дисперсия МР поляритонов.

Отметим, что вследствие сохранения латеральной составляющей квазиимпульса на границе "вакуум-микрорезонатор"(см. рис. 1б) можно варьировать числа заполнения определенных МР фотонных мод К-пространства выбором угла фотовозбуждения микрорезонатора в соответствии с соотношением  $k_{xy} = q \sin \theta = (\omega/c) \sin \theta$ , где  $q$  - импульс фотона в вакууме,  $k_{xy}$  - квазиимпульс

МР фотона. Последнее соотношение есть просто закон сохранения импульса на границе "вакуум-микрорезонатор". Аналогично, детектирование МР излучения под определенным углом к плоскости микрорезонатора позволяет детектировать плотность МР фотонов в определенной моде К-пространства.

В качестве активного слоя микрорезонатора используется  $3/2\lambda$  слой GaAs с помещенными в пучности электромагнитного поля InAs квантовыми ямами, экситонный резонанс которых примерно равен энергии МР фотона. В этих условиях квазидвумерность МР фотонов и экситонов в квантовых ямах приводит к сильному экситон-фотонному взаимодействию с образованием квазидвумерных МР поляритонов. Дисперсия поляритонов имеет две ветви (см. рис. 1с) - верхняя поляритонная ветвь (ВПВ) и нижняя поляритонная ветвь (НПВ), вид которых зависит от двух величин:  $\delta$  - расстройки между фотонным и экситонным резонансом при  $k_{xy}=0$  и  $\Omega$  - константы экситон-фотонного взаимодействия. НПВ переходит в фотонную дисперсию при  $k_{xy} = 0$  и экситонную дисперсию при больших  $k_{xy}$ , ВПВ, наоборот, переходит в фотонную дисперсию при больших  $k_{xy}$  и в экситонную при  $k_{xy} = 0$ . Вблизи точек пересечения фотонной и экситонной дисперсии поляритонные ветви расходятся.

Таким образом, МР поляритоны представляют собой интересный класс квазичастиц, способных в зависимости от условий фотовозбуждения проявлять и фотонные и экситонные свойства. Отметим, что эффективная масса МР поляритона на НПВ в окрестности  $k_{xy} \sim 0$  определяется фотонной частью дисперсии, вследствие чего она меньше экситонной на несколько порядков. Поэтому понижена и плотность поляритонных состояний при  $k_{xy} \sim 0$ , что позволяет добиться высоких чисел заполнения при относительно слабом фотовозбуждении. В то же время при большой поляритонной плотности нелинейность экситонного осциллятора открывает новый канал поляритонного рассеяния (помимо рассеяния на фонах и свободных носителях). Это так называемое поляритон-поляритонное рассеяние, играющее основную роль в поведении МР поляритонов под воздействием мощного импульсного фотовозбуждения.

## 1.2 Стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние в микрорезонаторе.

В условиях слабого нерезонансного фотовозбуждения основным механизмом релаксации поляритонов является поляритон-фононное взаимодействие. Этот процесс приводит к заполнению поляритонных состояний лишь в окрестности ( $k > 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ) дна НПВ (эффект "узкого бутылочного горла") [28]. Существенно более эффективно область вблизи дна НПВ заполняется при накачке вблизи точки перегиба НПВ с положительной расстройкой ( $\sim 0.5 \text{ мэВ}$ ) от поляритонного резонанса [8, 9, 14]. В данных работах было обнаружено развитие мощного излучения вблизи  $k_s = 0$  и  $k_i = 2k_p$  при возбуждении выше некоторого порога по мощности накачки (см. рис. 2а). При этом число заполнения поляритонных состояний вблизи дна НПВ существенно превышало единицу, то есть, процесс рассеяния поляритонов в  $k = 0$  носил стимулированный характер.

Этот процесс получил название *стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния* и был объяснен в рамках теории четырехволнового смешения, согласно которой происходило взаимодействие двух поляритонов в возбуждаемой моде с переходом одного на дно НПВ ( $k_s = 0$ , "сигнальный" поляритон) а другого в состояние  $k_i = 2k_p$  ("холостой" поляритон) [9, 14] с выполнением законов сохранения:

$$\begin{aligned} 2k_p &= k_s + k_i, \\ 2E_p &= E_s + E_i \end{aligned} \quad (2)$$

В рамках этой теории, широко применявшейся при исследовании аналогичных процессов поляритон-поляритонного рассеяния в объемных полупроводниках, положение "сигнального" и "холостого" поляритонов в К-пространстве должно зависеть как от положения накачки в К-пространстве, так и от ее частоты. На рис. 2b изображены кривые дисперсии нижнего поляритона  $E_{LP}(k)$  и "перевернутая" кривая  $2E_p - E_{LP}(k - 2k_p)$  (темные линии). Точки пересечения этих кривых образуют геометрическое место точек в пространстве "энергия-импульс", где выполняются законы сохранения (2). Поэтому, согласно теории четырехволнового смешения, именно в эти точки происходит рассеяние поляритонов из возбуждаемой моды. При изменении частоты накачки (или ее положения в К-пространстве) происходит сдвиг кривой  $2E_p - E_{LP}(k - 2k_p)$  (оранжевая линия), что должно приводить к сдвигу энергии и импульса "сигнального" и "холостого" поляритонов.

Однако в работах [20, 43] было найдено обратное: при мощности фотовозбуждения ниже некоторого порога рассеяние действительно ведет себя согласно модели четырехволнового смешения, но при переходе порога процесс СППР идет в состоянии  $k_s = 0$  и  $k_i = 2k_p$  в *широком диапазоне частот накачки и ее положений в К-пространстве*. При этом закон сохранения энергии выполняется за счет сдвигов "сигнального" и "холостого" поляритонов выше НПВ (см. рис. 2с).

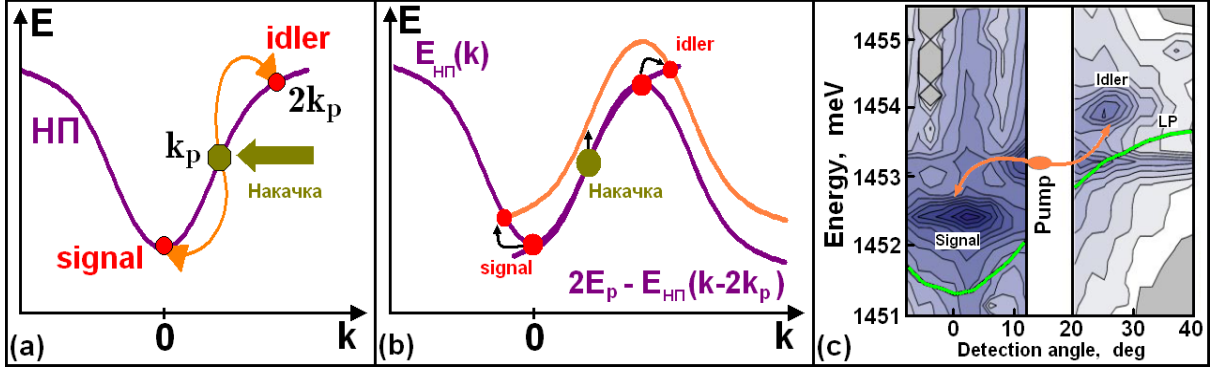


Рис. 2: (а) - Стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние в пространстве "энергия-импульс", (б) - Процесс СППР в рамках теории четырехволнового смешения, (с) - МР излучение при накачке выше НПВ.

Множество моделей были предложены для объяснения нетривиального поведения поляритонной системы [18, 19, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35], наиболее распространенной среди которых была трехмодовая модель [18, 19]. Эта модель описывает заполнение трех мод в К-пространстве:  $k_s$ ,  $k_i$  и  $k_p$  под воздействием внешнего возбуждения в пренебрежении наличия поляритонов в других модах. Однако наиболее приближенной к реальности авторам представляется многомодовая модель, описанная в работах [36, 37, 38, 40]. Эта модель полуклассическая и вместо чисел заполнения предлагает вычисление эволюции внутреннего электрического поля на квантовой яме  $\mathcal{E}_{QW}(k, t)$  и экситонной поляризации, усредненной по ширине квантовой ямы  $\mathcal{P}(k, t)$  в каждой точке К-пространства в зависимости от поля фотовозбуждения вне микрорезонатора  $\mathcal{E}_{ext}(k, t)$ . В качестве конечного результата эта модель предлагает систему уравнений эволюции для вышеуказанных величин:

$$\begin{aligned} \left( i \frac{d}{dt} - E_C(k) \right) \mathcal{E}_{QW}(k, t) &= \alpha(k) \mathcal{E}_{ext}(k, t) + \beta(k) \mathcal{P}(k, t) \\ \left( i \frac{d}{dt} - E_X(k) \right) \mathcal{P}(k, t) &= F \sum_{q, q'} \mathcal{P}(q, t) \mathcal{P}(q', t) \mathcal{P}^*(q + q' - k, t) + A \mathcal{E}_{QW}(k, t) + \xi(k, t) \end{aligned} \quad (3)$$

где  $E_C(k)$ ,  $E_X(k)$  - фотонная и экситонная дисперсия,  $A$ ,  $F$  - константы экситонной поляризуемости и экситон-экситонного взаимодействия,  $\alpha, \beta$  - константы отклика микрорезонатора,  $\xi$  - случайная ланжевеновская сила,  $\langle \xi(k, t) \rangle = 0$ ,  $\langle \xi(k, t) \xi(k', t') \rangle \sim \delta(k - k') \delta(t - t')$ .

Первое уравнение по своей сути является уравнением Максвелла, учитывающим экситонную поляризацию и написанным в резонансном скалярном приближении. Второе есть неоднородное нелинейное уравнение Шредингера для экситонной поляризации, которое учитывает два типа источников: когерентное внешнее поле и стохастический ланжевеновский шум. Последний добавлен для моделирования квантовых флуктуаций в квазиклассическом приближении. Отметим, что данная модель учитывает все возможные четырехчастичные процессы включая рассеяние внутри возбуждаемой поляритонной моды (процесс типа  $k_p + k_p \rightarrow k_p + k_p$ ).

Расчет для наносекундного импульса накачки вблизи точки перегиба НПВ с положительной расстройкой по энергии относительно резонанса дал результаты, отраженные на рис. 3.  $(k, \omega)$ -распределение МР люминесценции демонстрирует появление пиков интенсивности поля на квантовой яме  $\mathcal{E}_{QW}$  вблизи  $k = 0$  и  $k = 2k_p$ , положение которых совершенно не соответствует предсказаниям классической теории четырехволнового смешения. Помимо этого, внутреннее поле в возбуждаемой моде в некоторый момент испытывает резкий скачок и затем резкий спад.

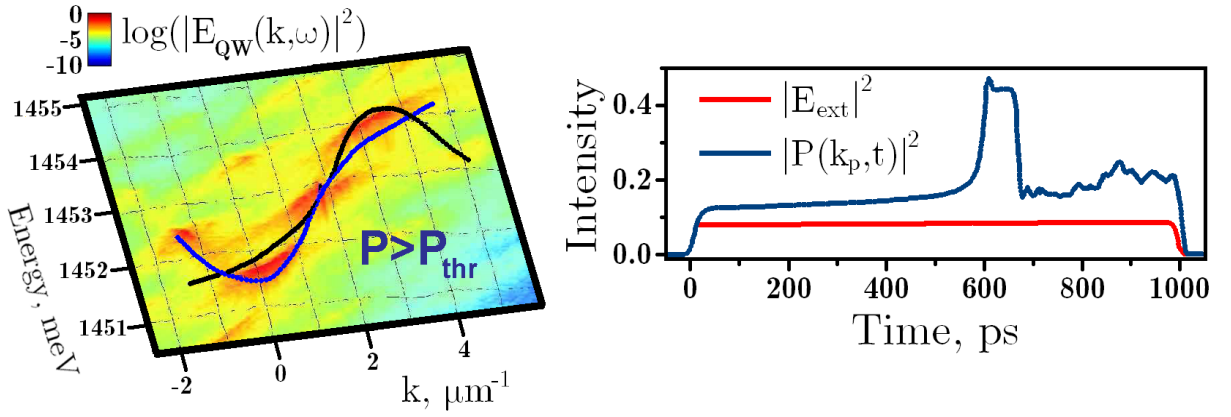


Рис. 3:  $(k, \omega)$ -распределение МР люминесценции при возбуждении выше порога вблизи точки перегиба НПВ наносекундным импульсом и временная динамика экситонной поляризации в возбуждаемой моде.

Наличие скачка  $\mathcal{E}_{QW}$  связывается с бистабильностью внутреннего поля относительно внешнего воздействия, свойственной нелинейному осциллятору (в данном случае, экситонному) [31, 32, 33, 41]. Природа бистабильности проистекает из наличия канала внутримодового рассеяния типа  $k_p + k_p \rightarrow k_p + k_p$ . Чтобы продемонстрировать это, рассмотрим решение системы (3) в случае стационарной накачки для одной макрозаполненной моды  $k_p$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(k, t) &= \mathcal{P}(\tilde{k}, t) + \delta_{k, k_p} \mathcal{P}_0 \exp(-iE_p t) \\ \mathcal{E}_{QW}(k, t) &= \mathcal{E}(\tilde{k}, t) + \delta_{k, k_p} \mathcal{E}_0 \exp(-iE_p t) \end{aligned} \quad (4)$$

здесь  $\mathcal{P}(\tilde{k}, t)$ ,  $\mathcal{E}(\tilde{k}, t)$  предполагаются малыми. В нулевом порядке по  $\tilde{\mathcal{P}}$ ,  $\tilde{\mathcal{E}}$  получаем кубическое уравнение для амплитуды возбуждаемой моды:  $(\Delta_{PC}\Delta_{PX} - A\beta)\mathcal{P}_0 - \Delta_{PC}F|\mathcal{P}_0|^2\mathcal{P}_0 = A\alpha\mathcal{E}_{ext}$ , где  $\Delta_{PC} = E_p - E_C(k_p)$ ,  $\Delta_{PX} = E_p - E_X(k_p)$ .

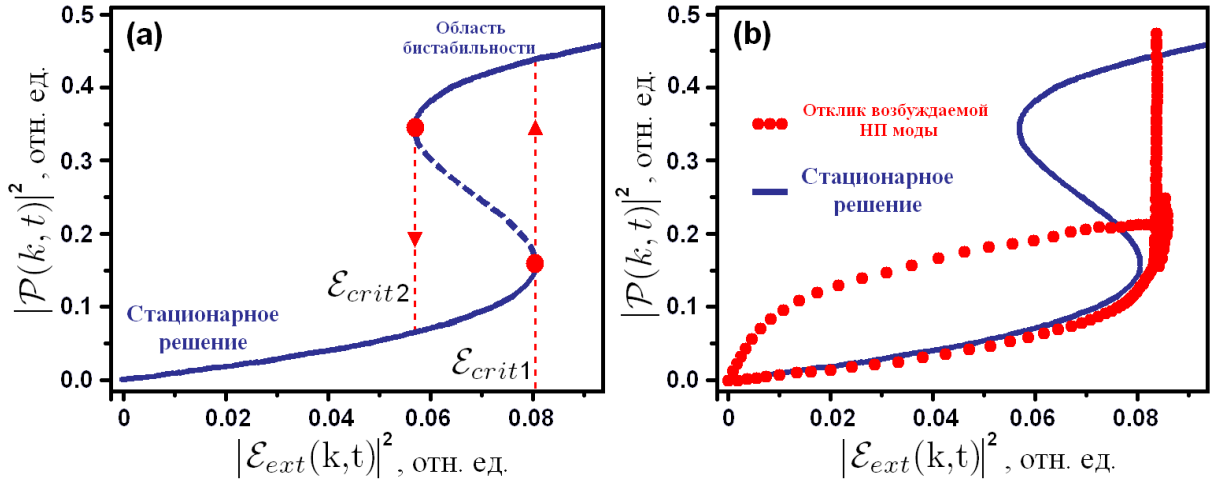


Рис. 4: (a) - S-образный отклик возбуждаемой поляритонной моды на внешнее воздействие в одномодовом приближении, (b) - численной моделирование отклика возбуждаемой НП моды.

При некоторой положительной расстройке энергии накачки относительно НПВ эта зависимость имеет S-образный вид (см. рис. 4а). Аналогичные зависимости исследовались в теории пустых микрорезонаторов с керровской нелинейностью [41]. Наличие S-образной зависимости амплитуды внутреннего поля от внешней накачки вкупе с абсолютной неустойчивостью решения в области  $d\mathcal{P}_0/d\mathcal{E}_{ext}$  приводит к бистабильности отклика нелинейного экситонного осциллятора. На практике

это приводит к резкому скачку внутреннего поля при переходе на верхнюю стабильную ветвь S-образной кривой когда интенсивность внешнего возбуждающего поля превысит порог бистабильного перехода  $\mathcal{E}_{crit1}$  (рис. 4a). При уменьшении внешнего поля амплитуда возбуждаемой моды следует вдоль верхней стабильной ветви и резко падает вниз при внешнем поле  $\mathcal{E}_{crit2}$  существенно меньшем  $\mathcal{E}_{crit1} > \mathcal{E}_{crit2}$  (рис. 4a).

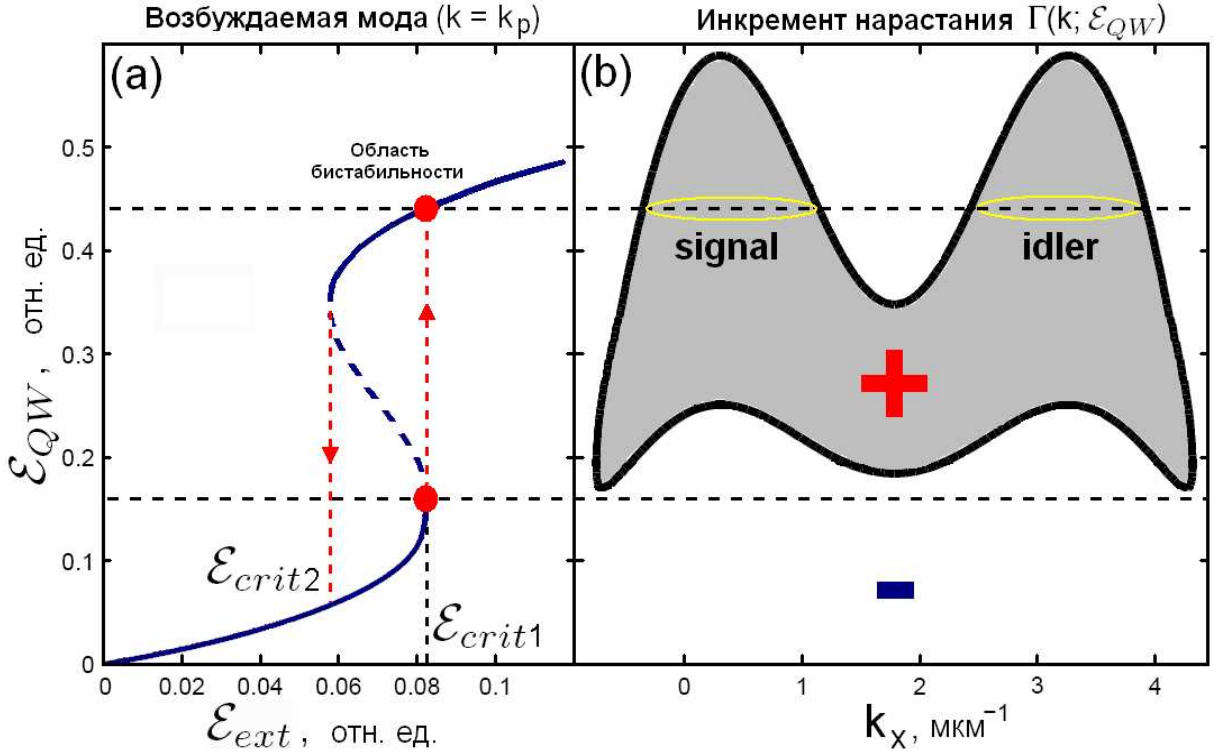


Рис. 5: (a) - S-образный отклик возбуждаемой поляритонной моды на внешнее воздействие в одномодовом приближении, (b) - Зависимость инкремента нарастания поляритонной моды  $k_x$  от внутреннего поля на квантовых ямах  $\mathcal{E}_{QW}$ .

Такого поведения ожидается при рассмотрении одной поляритонной моды. Численное моделирование в рамках многомодовой модели показало (см. рис 4b), что бистабильный переход в НП системе действительно имеет место при переходе  $\mathcal{E}_{crit1}$ , однако новое состояние поляритонной системы оказывается неустойчивым относительно параметрического поляритон-поляритонного рассеяния. Поэтому скачок сменяется резким спадом поляритонной плотности в возбуждаемой моде вследствие рассеяния поляритонов в широкую ( $\sim 1 \mu\text{m}^{-1}$ , рис. 3) область К-пространства вблизи  $k = 0$  и  $k = 2k_p$ . Уменьшение внешнего поля приводит систему обратно в точку  $(0,0)$  пространства  $(\mathcal{E}_{ext}, \mathcal{P})$  по модифицированной траектории. Расчеты инкремента нарастания поляритонной моды  $k_x$  в зависимости от внутреннего поля, отраженные на рис. 5b, показывают, что поляритонная система имеет ограниченное замкнутое множество мод в К-пространстве с положительным инкрементом нарастания. НП моды К-пространства вблизи  $k=0$ , отвечающие  $\mathcal{E}_{QW}$  на нижней ветви S-образной кривой, имеют отрицательный инкремент (см. рис 5a,5b). При бистабильном переходе возбуждаемой моды поляритонная система попадает в область с существенно положительным инкрементом вблизи  $k=0$  и  $k=2k_p$ . В итоге происходит перераспределение поляритонной плотности с заполнением мод в области К-пространства вблизи  $k=0$  и  $k=2k_p$ . Подобное поведение наблюдается в некотором диапазоне частот и импульсов накачки около  $(\omega_p, k_p)$  [36, 37, 38, 40].

Таким образом, в рамках модели [36, 37, 38, 40] предлагается следующий сценарий процесса СППР: при увеличении внешнего поля в некоторый момент происходит скачок поляритонной плотности в возбуждаемой моде вблизи точки перегиба НПВ вследствие присущей этой моде бистабильности относительно внешней накачки. Однако, в отличие от пустых микрорезонаторов [41], новое состояние поляритонной системы оказывается неустойчивым. Система попадает в область параметрической неустойчивости относительно поляритон-поляритонного рассеяния из

возбуждаемой моды. Это приводит к заполнению поляритонных состояний в широкой области К-пространства вблизи  $k = 0$ . Одновременно с этим, повышение плотности частиц приводит к перенормировке их спектра, обусловленной межчастичным взаимодействием. Дальнейшее формирование стимулированного сигнала в  $k_s = 0$  и  $k_i = 2k_p$  является результатом коллективных процессов в НП системе, в ходе которых происходит перераспределение поляритонов по модам К-пространства. При этом, вследствие перенормировки поляритонного спектра, максимум излучения в  $k_s = 0$  и  $k_i = 2k_p$  лежит выше невозмущенной НПВ дисперсии в пространстве "энергия-импульс".

В рамках настоящей работы произведено экспериментальное исследование временной динамики СППР в GaAs микрорезонаторах с InAs квантовыми ямами в активном слое в условиях, близких к модельным расчетам, описанным выше. При этом был выявлен ряд интересных особенностей, отраженных в статьях [44, 45].

## 2 Образец и экспериментальная техника.

Исследованный образец состоит из двух брэгговских зеркал, представляющих собой 17 пар  $\lambda/4$   $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}/\text{AlAs}$  слоев для верхнего зеркала и 20 пар соответствующих слоев для нижнего (см. рис. 6а), и обеспечивающих добротность микрорезонатора около  $Q \sim 3000$ . Между зеркалами помещен активный слой GaAs толщиной  $3/2 \lambda$ . Он содержит шесть  $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}/\text{GaAs}$  квантовых ям толщиной 10 нм, помещенных в две пучности электромагнитного поля, по три ямы на каждую пучность. Таким образом обеспечивается сильное экситон-фотонное взаимодействие. Его величина для данной структуры составляет  $\Omega = 6.3$  мэВ.

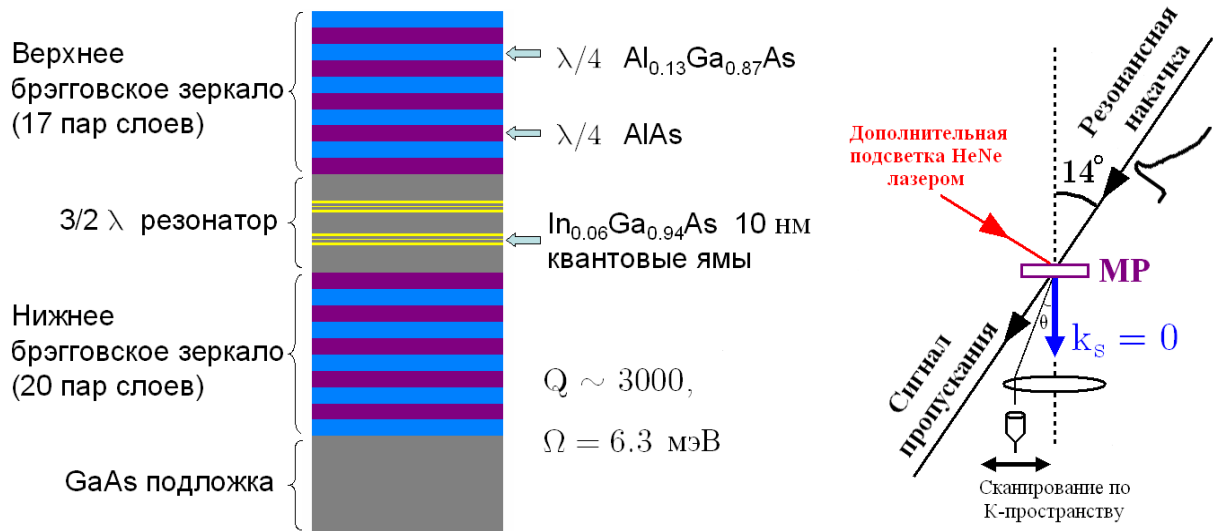


Рис. 6: (а) - Структура образца, (б) - геометрия эксперимента.

Образец имеет клиновидную форму с небольшим градиентом толщины активного слоя. Это позволяет менять энергию фотонного резонанса путем выбора точки на образце, поддерживая положение экситонного резонанса неизменным. При этом величина расстройки фотонной и экситонной моды варьируется от -2 до 0 мэВ.

Образец помещен в оптический криостат при температуре 7 К и резонансно возбуждается импульсным Ti:Sr лазером с длительностью импульса 1 нс, спектральной шириной линии 1 мэВ, частотой повторения импульсов 5 кГц и  $\sigma^+$  поляризацией излучения (см. рис. 6б). Средняя мощность накачки варьируется от 0 до 20 мкВт. Возбуждение осуществляется под углом  $14^\circ$  относительно нормали к плоскости микрорезонатора, что обеспечивает возбуждение НП системы вблизи точки перегиба НПВ ( $k = 1.96 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ).

Детектирование МР люминесценции производится стрик - камерой, помещенной на выходе спектрометра Acton, обеспечивающего спектральный анализ МР излучения. При этом достигается временное разрешение 70 пс и спектральное разрешение 0.2 мэВ в области 1454 мэВ (длина волны 850 нм).

Сохранение планарной компоненты квазиимпульса на границе "вакуум-микрорезонатор", о котором упомянуто выше, позволяет измерять распределение поляритонной плотности в К-пространстве, варьируя угол детектирования излучения. Времена жизни поляритона в микрорезонаторе около 3-5 пс, что на три порядка меньше длительности возбуждающего импульса. В этих условиях детектирование излучения с временным разрешением 70 пс под определенным углом к нормали плоскости микрорезонатора позволяет судить о *текущей* поляритонной плотности в определенной точке К-пространства. Взаимно-однозначное соответствие между углом детектирования и детектируемой модой К-пространства устанавливается из закона сохранения планарной компоненты квазиимпульса:  $k_{xy} = (\omega/c)\sin\theta$ . Для исследования поляритонной плотности в возбуждаемой моде измеряется сигнал пропускания микрорезонатора. Действительно, согласно вышеупомянутому закону сохранения латерального импульса, сигнал пропускания  $T \sim E_{QW}(\theta = 14^\circ) \sim E_{QW}(k_p)$ . Сигналы пропускания и излучения из разных мод К-пространства собираются с противоположной накачке стороны микрорезонатора при помощи 100 мкм световода. После световода сигнал фокусируется на входную щель спектрометра.

Для исследования влияния дополнительных каналов рассеяния поляритонов (на неравновесных фонах, экситонах, свободных носителях) на временную динамику СППР образец дополнительно возбуждается непрерывным HeNe лазером мощностью до 1 мВт. Дополнительное надзонное возбуждение приводит к рождению в активном слое микрорезонатора неравновесных фононов, свободных носителей и экситонов в квантовых ямах. Отметим, что мгновенная мощность дополнительного возбуждения более чем на три порядка слабее резонансной импульсной накачки, поэтому она не дает вклада в заполнение поляритонных состояний НПВ. Оба луча возбуждения (резонансная и надзонная накачка) сфокусированы в одной области на образце диаметром 100 мкм.

### 3 Динамика МР-излучения при резонансном возбуждении в окрестности точки перегиба нижней поляритонной ветви.

Для определения условий наблюдения стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния в GaAs микрорезонаторах нами проведено исследование МР эмиссии со дна нижней поляритонной ветви ( $k = 0$ ) с временным и спектральным разрешением. Измерения проводились при различной плотности мощности резонансного возбуждения в точку перегиба НПВ  $k_{exc} = k_p$  с положительной растройкой по энергии  $\delta E_p = \hbar\omega_p - E_{LP}(k_p) = 0.5$  мэВ относительно НПВ. Результаты показаны на рис. 7a,b,c для трех плотностей мощности:  $P_{res} = 13.4$  кВт/см<sup>2</sup> (рис. 7a),  $15.6$  кВт/см<sup>2</sup> (рис. 7b) и  $17.3$  кВт/см<sup>2</sup> (рис. 7c). На рисунках отражена временная эволюция спектра сигнала из  $k=0$  в

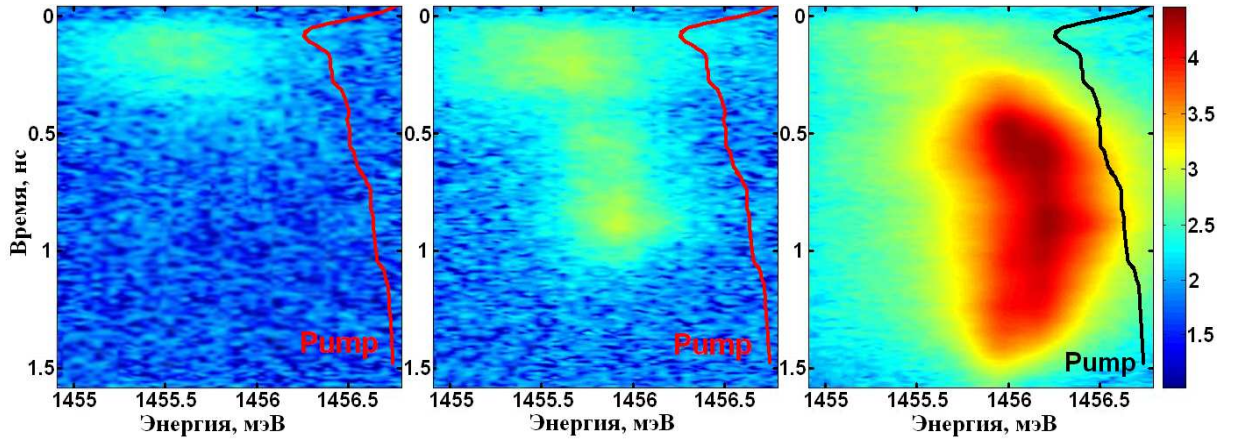


Рис. 7: Временная эволюция спектра МР-излучения из  $k=0$  при различной мощности резонансного возбуждения, (a) -  $P_{res} = 13.4$  кВт/см<sup>2</sup>, (b) -  $P_{res} = 15.6$  кВт/см<sup>2</sup>, (c) -  $P_{res} = 17.3$  кВт/см<sup>2</sup>.

логарифмическом масштабе по шкале интенсивности сигнала. Сплошная линия на каждом рисунке отображает временной профиль интегральной интенсивности лазерного возбуждения. Видно, что интенсивность накачки нарастает в течение 100 пс, затем достаточно медленно спадает (в 3 раза за  $t = 1$  нс).

Рисунок 7а показывает, что МР излучение при  $P_{res} = 13.4$  кВт/см<sup>2</sup> достаточно слабое, оно достигает максимума при  $t \sim 0.15$  нс, то есть приблизительно в максимуме интенсивности накачки, а затем быстро уменьшается при медленном уменьшении интенсивности лазерного возбуждения. При этом спектральное положение излучения  $E_s = 1455.6$  мэВ не меняется со временем.

На рисунке 7б показано, что всего 15% увеличение плотности возбуждения с  $P_{res} = 13.4$  до  $15.6$  кВт/см<sup>2</sup>, приводит к качественным изменениям динамики МР излучения. Помимо первого пика  $E_s = 1455.6$  мэВ с максимумом интенсивности около  $t \sim 0.15$  нс появляется второй пик, слегка ( $\sim 0.3$  мэВ) смещенный в сторону больших энергий. Его развитие происходит с большой временной задержкой относительно профиля накачки: максимум достигается при  $t \sim 0.9$  нс, когда интенсивность накачки уменьшается вдвое по сравнению с максимальной. Эта задержка на два порядка выше времени жизни поляритонов в микрорезонаторе (3-5 пс) и может быть связана с существенно коллективными процессами в НП системе. Сдвиг по энергии происходит вследствие перенормировки НП дисперсии при заполнении НП состояний. Дальнейшее увеличение интенсивности накачки с  $15.6$  до  $17.3$  кВт/см<sup>2</sup> (см. рис 7с) приводит к небольшому сверхлинейному росту интенсивности первого пика, совпадающего по времени с максимумом накачки, и пороговому росту второго пика при  $t \sim 0.6 \div 0.9$  нс. Так, увеличение интенсивности возбуждения всего на 10% (с  $15.6$  до  $17.3$  кВт/см<sup>2</sup>) приводит к более, чем 10-кратному росту этого пика.

Пик при  $t \sim 0.6 \div 0.9$  нс соответствует режиму стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния в исследуемой НП системе. Из рис. 7 следует, что порог СППР лежит между  $13.4$  и  $15.6$  кВт/см<sup>2</sup>. Исследования МР излучения при различных плотностях возбуждения вблизи порога показали, что СППР сигнал развивается с большой задержкой и его временной профиль фактически никак не коррелирует с профилем накачки. Таким образом, интенсивность накачки не является единственным управляющим параметром МР излучения из  $k=0$ . В поисках таких управляющих параметров нами проведено исследование динамики поляритонной плотности в возбуждаемой НП моде.

### 3.1 Отклик поля на квантовой яме на внешнее воздействие.

Прямая информация о поведении возбуждаемой НП моды может быть получена при измерении сигнала пропускания микрорезонатора. Действительно, активный слой МР отделен от детектора одним брэгговским зеркалом, не обладающим оптической нелинейностью или спектральной избирательностью в области сигнала при  $E = 1455$  мэВ. Поэтому интенсивность сигнала пропускания  $I_{tr}$  пропорциональна квадрату амплитуды внутреннего электромагнитного поля  $\mathcal{E}_{QW}$  на квантовой яме, то есть  $I_{tr} \sim |\mathcal{E}_{QW}|^2$ .

На рисунке 8а представлена временная эволюция интенсивности сигнала пропускания МР, записанная при различных мощностях накачки в диапазоне от  $10.7$  до  $17.3$  кВт/см<sup>2</sup>, а также временной профиль лазерного возбуждения. Профили представляют собой временные зависимости интегральной интенсивности всей спектральной линии сигнала. Возбуждение проводилось в ту же точку на образце, что и при вышеописанных измерениях (см. рис 7). Из рисунка 8а видно, что все зависимости  $I_{tr}(t)$  представляют собой нелинейные функции от накачки  $I_{ext}(t)$ . Подобное поведение характерно для нелинейного экситонного осциллятора, описанного в гл. 1.2.

Сравним поведение  $\mathcal{E}_{QW}$ , предсказанное моделью [36, 37, 38, 40], с данными на рис. 8а. Сигнал пропускания  $I_{tr}$  при достаточно слабом возбуждении  $P_{res} = 10.7$  кВт/см<sup>2</sup> сверхлинейно увеличивается с ростом интенсивности накачки  $I_{ext}(t)$  в течение импульса, достигает максимума, после чего сверхлинейно спадает при уменьшении  $I_{ext}(t)$ . Такое поведение типично для нелинейного осциллятора при амплитуде возбуждения ниже порога  $\mathcal{E}_{crit1}$  (см. рис. 4а,5а). Ситуация качественно меняется при увеличении резонансной накачки до  $P_{res} = 13.4$  кВт/см<sup>2</sup>. Теперь сигнал пропускания демонстрирует немонотонную зависимость от внешнего поля во временном интервале  $t = 0.15 \div 0.3$  нс. Короткий пик во временном профиле  $I_{tr}(t)$  появляется при спадающей амплитуде внешнего возбуждения, его интенсивность растет сверхлинейно с увеличением  $P_{res}$ . Наблюдаемое резкое увеличение амплитуды внутреннего поля  $\mathcal{E}_{QW}$  при  $t \sim 0.2$  нс, появляющееся при высоких мощностях накачки, говорит о бистабильном переходе возбуждаемой поляритонной моды (см. гл. 1.2).

Более детальный анализ временных профилей  $I_{tr}(t)$  и  $I_{ext}(t)$  на рисунке 8а показывает, что их поведение существенно отличается от стандартной зависимости  $\mathcal{E}_{QW}(\mathcal{E}_{ext})$ , описанной в гл. 1.2 для нелинейного осциллятора в одномодовом приближении (рис. 4,5). Действительно, в одномодовом приближении "синий сдвиг" энергии экситона полностью определяется заполнением возбуждаемой моды. Характерные времена жизни экситона в данной моде  $\tau_{life} \sim 5$  пс, что более, чем на

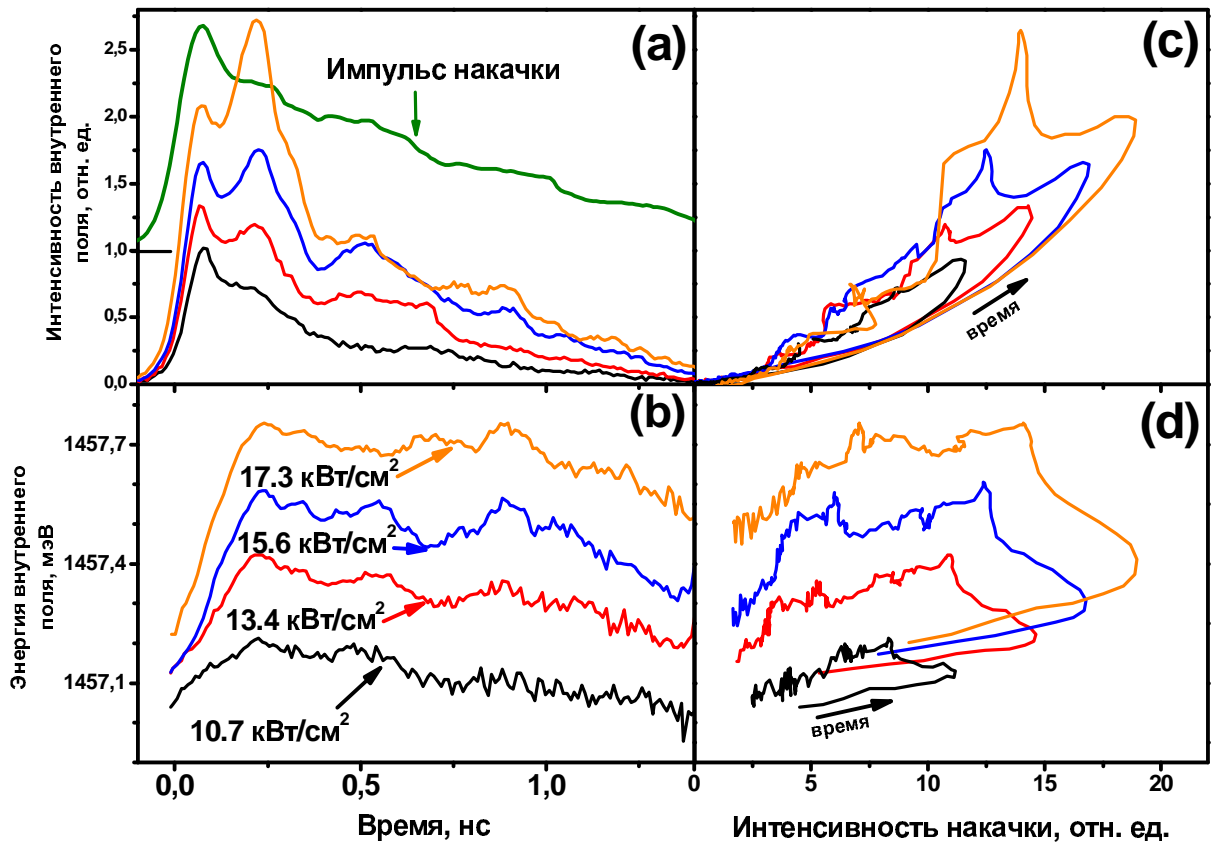


Рис. 8: Исследование временно-энергетических свойств сигнала пропускания МР, (а) - временная эволюция интенсивности сигнала пропускания, проинтегрированной по всей спектральной линии сигнала, (б) - спектральное положение сигнала пропускания, (с,d) - аналогичные зависимости, перестроенные в параметрической форме, как функции от внешнего поля.

порядок, меньше характерных времен увеличения и спада интенсивности накачки. Этот факт исключает гистерезисные эффекты при малой амплитуде внешнего поля  $\mathcal{E}_{ext} < \mathcal{E}_{crit1}$ . Поэтому бистабильный переход ожидается только на временном участке, где амплитуда внешнего поля растет, или достигает максимума, но не на спаде интенсивности накачки, как это наблюдается на рис. 8а. Последнее возможно, только если "синий сдвиг" возбуждаемой НП моды контролируется плотностью долгоживущих экситоноподобных состояний, имеющих свойство накапливаться в квантовых ямах в течение импульса возбуждения, так как их времена жизни на порядки больше времен жизни поляритонов в возбуждаемой моде.

Для более детального анализа зависимости  $I_{tr}(t)$  и  $I_{ext}(t)$  представлены на рисунке 8с в параметрической форме  $I_{tr}(I_{ext})$ . Кривая  $I_{tr}(I_{ext})$  демонстрирует слабую гистерезисную зависимость уже при  $P_{res} = 10.7 \text{ кВт/см}^2$ . При увеличении  $P_{res}$  разница между  $I_{tr}$  на восходящей и нисходящей сторонах импульса накачки увеличивается, и появляется резкий пик, говорящий о бистабильном переходе возбуждаемой поляритонной моды. Этот пик становится отчетливым уже при  $P_{res} \sim 13.4 \text{ кВт/см}^2$ . Помимо этого, на рисунке 8с видно, что увеличение  $P_{res}$  приводит к увеличению критического внутреннего электромагнитного поля, при котором происходит переход, то есть критическое поле бистабильного перехода внутри возбуждаемой моды зависит от предыстории возбуждения поляритонной системы, несмотря на тот факт, что характерные времена нарастания и спада лазерного импульса на порядки больше времени жизни поляритонов.

В общем случае, электрическое поле на квантовой яме в МР  $\mathcal{E}_{QW}$  зависит от внешнего поля  $I_{ext}$  и величины расстройки частот накачки и поляритонной моды с  $k = k_p$ , обозначенной далее  $\Delta_{pump,LP} = \hbar\omega_p - E_{LP}(k_p)$ . Величина  $\Delta_{pump,LP}$  (равно как и  $E_{LP}(k_p)$ ) зависит от заполнения как возбуждаемой поляритонной моды, так и всех остальных мод, включая экситоноподобные состояния. На рисунке 8б показаны временные зависимости спектрального положения сигнала МР пропускания  $E_{tr}(t)$ ,

характеризующие энергию возбуждаемой поляритонной моды  $E_{LP}(k_p)$  при тех же мощностях резонансной накачки, что и на рис. 8а. Видно, что временной профиль "синего сдвига" поляритонной энергии  $E_{tr}(t)$ , вызванного перенормировкой поляритонной дисперсии вследствие поляритон-поляритонного взаимодействия, отличается от профиля накачки. Действительно,  $I_{ext}(t)$  достигает максимума при  $t = 0.07$  нс в то время как  $E_{tr}(t)$  достигает максимума при  $t > 0.25$  нс, где  $I_{ext}$  уже спадает более, чем на 25%. Гистерезисный характер сдвига поляритонной энергии лучше виден в параметрическом представлении спектрального положения сигнала пропускания  $E_{tr}$  как функции от  $I_{ext}$ . Эти зависимости представлены на рис. 8d. Видно, что разница поляритонных энергий  $E_{tr}$ , соответствующих двум сторонам лазерного импульса, быстро растет при увеличении плотности возбуждения. Изменение составляет от менее, чем 0.1 мэВ при  $P_{res} = 10.7$  кВт/см<sup>2</sup>, до более, чем 0.5 мэВ при  $P_{res} = 17.3$  кВт/см<sup>2</sup>.

Экситоноподобные состояния НПВ при больших  $k$  имеют времена жизни от 100 пс и выше. Очевидно, что они имеют тенденцию накапливаться в квантовых ямах МР, влияя на перенормировку поляритонной энергии во всех модах К-пространства, что приводит к вышеописанным гистерезисным эффектам. Сравнение рисунков 8а, 8b показывает, что увеличение  $E_{tr}$  во временном интервале  $t = 0.05 \div 0.15$  нс, когда  $|\mathcal{E}_{QW}|^2$  изменяется слабо, происходит практически линейно во времени. Таким образом, главный вклад в перенормировку поляритонной энергии в этом временном интервале вносят долгоживущие экситоноподобные состояния.

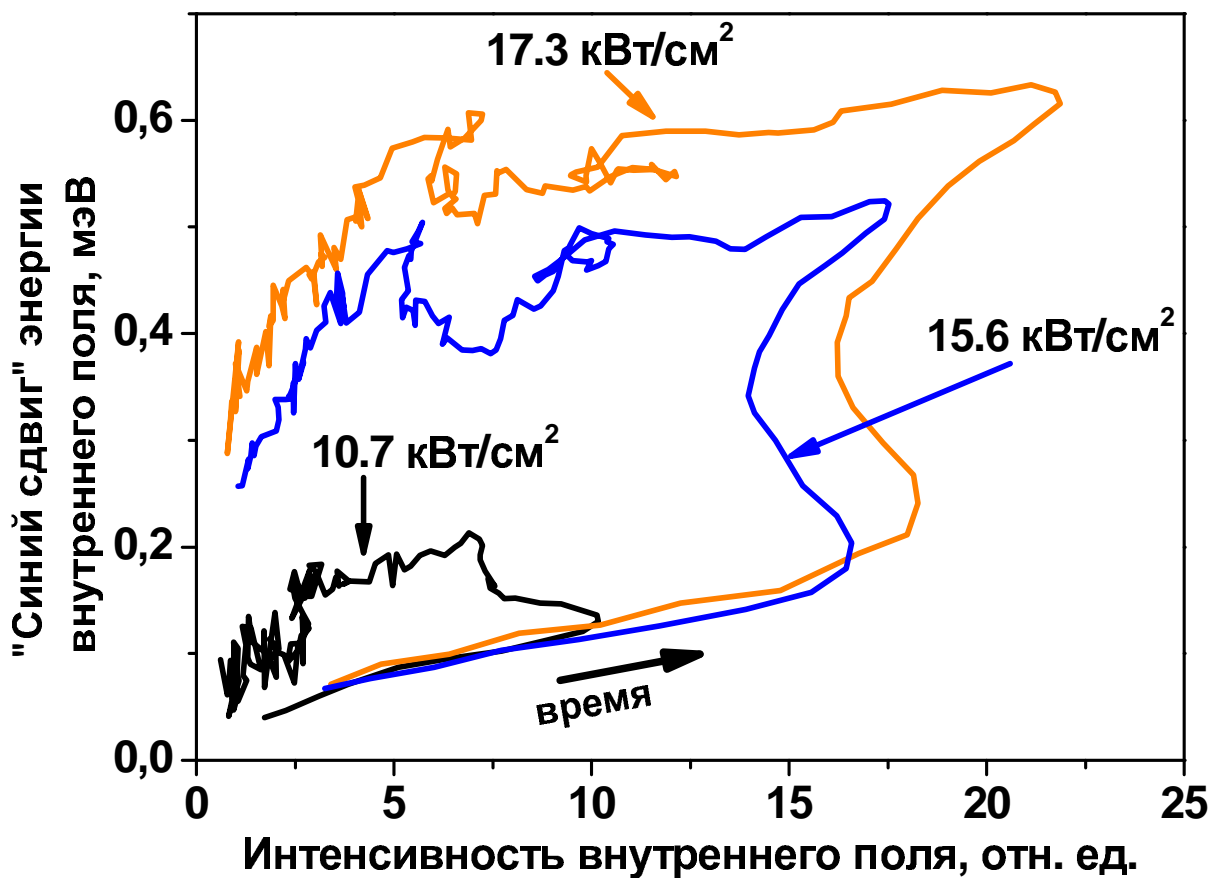


Рис. 9: Временная динамика энергии возбуждаемой поляритонной моды, построенная в параметрической форме как функция от внутреннего поля на квантовой яме  $I_{tr}$ .

Для выявления вклада долгоживущих состояний в сдвиг энергии возбуждаемой НП моды на рис. 9 построена величина "синего сдвига" энергии возбуждаемой НП моды  $\Delta E_{tr}$  как функция интенсивности внутреннего поля  $|\mathcal{E}_{QW}|^2 \sim I_{tr}$ . Рисунок 9 демонстрирует линейный рост  $\Delta E_{tr}$  в зависимости от  $|\mathcal{E}_{QW}|^2$  в начале лазерного импульса при  $t \sim 0$  а также в области роста внутреннего поля ( $t < 0.1$  нс). Однако сдвиг поляритонной энергии продолжается после достижения внутренним полем максимального значения, на спаде  $|\mathcal{E}_{QW}|^2$ . Линейный рост "синего сдвига" при

$t \sim 0$  связан в основном с увеличением плотности поляритонов в возбуждаемой моде, в то время как последующая перенормировка поляритонной энергии в максимуме и на спаде внутреннего поля вызвана эффектом накопления долгоживущих экситонов с  $k \gg k_p$ .

Во временной области бистабильного перехода внутри возбуждаемой поляритонной моды также происходит рост энергии поляритонов этой моды (см. рис. 9). Он связан как с заполнением НП состояний с малыми временами жизни вследствие бистабильного перехода, так и с накоплением долгоживущих экситоноподобных поляритонов на НПВ и локализованных экситонов. Какое-либо строгое разделение этих двух эффектов в этой временной области вряд ли возможно.

### 3.2 Динамика стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния.

Бистабильный переход в случае одномодового нелинейного экситонного осциллятора с S-образной зависимостью экситонной поляризации от внешнего поля  $|\mathcal{E}_{ext}|^2$  (см. рис. 4a,5a) переводит систему в новое стабильное состояние. На рисунках 10a,b,c представлены временные профили сигнала СППР из  $k=0$ , а также аналогичные рис. 8a,b профили сигнала МР пропускания и его спектрального положения, записанные при тех же условиях, что и сигнал СППР на рис. 10a. Видно, что скачок в сигнале пропускания, соответствующий, как описано выше, бистабильному переходу внутри возбуждаемой поляритонной моды, сменяется резким спадом. Это означает, что бистабильный переход внутри одной моды переводит всю НП систему в нестабильное состояние. Было бы естественно предположить (а ниже это будет показано более строго), что система переходит в параметрически нестабильное состояние относительно поляритон-поляритонного рассеяния. Такого рода нестабильность в поляритонной системе имеет необычайно низкий порог по мощности накачки благодаря наличию точки перегиба в нижней поляритонной ветви дисперсии [11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 20].

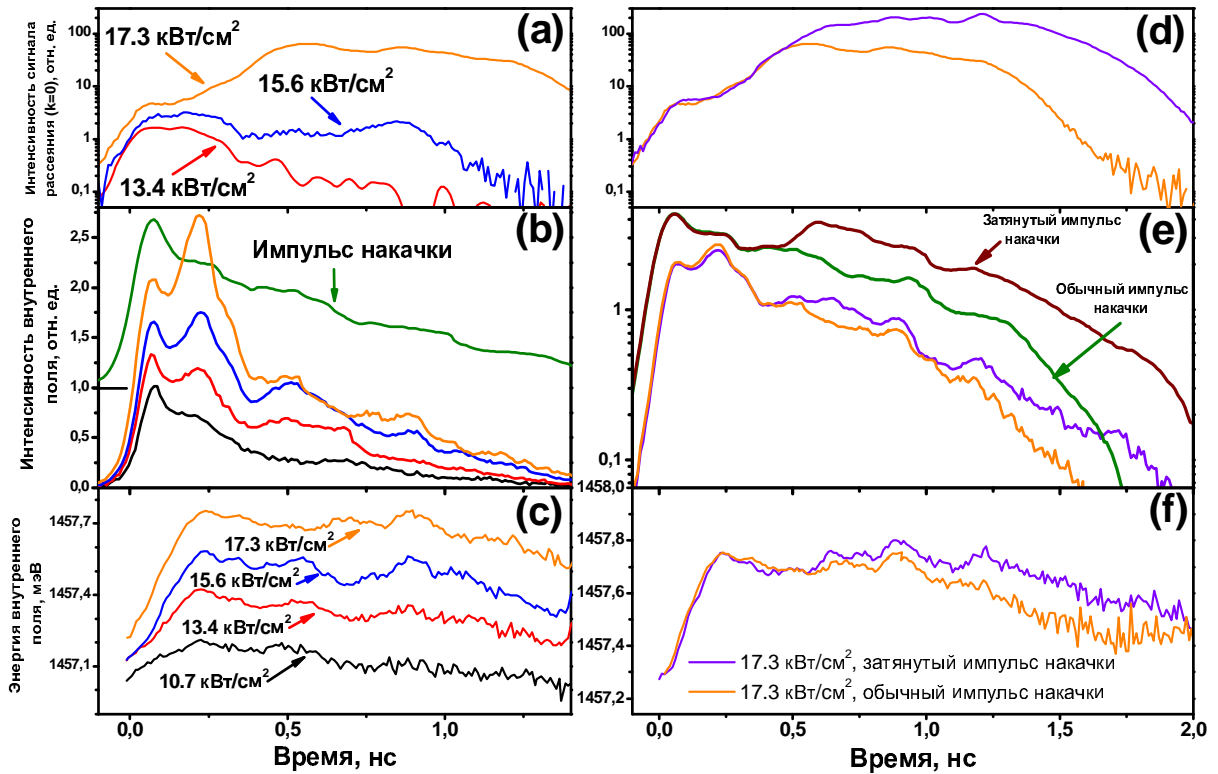


Рис. 10: (a) - Временная динамика сигнала рассеяния из  $k=0$  при различной мощности накачки в  $k = k_p$ , (b,c) - интенсивность и спектральное положение сигнала пропускания при аналогичных условиях, (d,e,f) - исследование влияния продолжительности возбуждения на временные свойства СППР: (d) - временной профиль сигнала рассеяния из  $k=0$  при возбуждении импульсами разной длительности, (e,f) - интенсивность и спектральное положение сигнала пропускания, записанные при аналогичных условиях.

Обратимся вновь к результатам численного моделирования НП системы с использованием системы квазиклассических уравнений (3), описанным в гл. 1.2. Рисунок 5b отражает область пространства  $(k_x; |\mathcal{E}_{QW}|)$  с положительным и отрицательным инкрементом нарастания [38]. Согласно рисунку 5b, область параметрической неустойчивости появляется, начиная с некоторого порогового значения внутреннего поля, и быстро расширяется с ростом  $|\mathcal{E}_{QW}|$ . В случае скачкообразной зависимости внутреннего поля от внешнего скачок  $|\mathcal{E}_{QW}|$  может перевести систему в область параметрической неустойчивости относительно поляритон-поляритонного рассеяния в широкую область К-пространства вблизи  $k = 0$  и  $2k_p$ . Рассеяние приводит, с одной стороны, к макрозаполнению соответствующих мод К-пространства, а с другой стороны, к насыщению интенсивности внутреннего поля при росте плотности мощности внешнего возбуждения.

Экспериментальные результаты, подтверждающие это предположение, представлены на рис. 10. Действительно, анализ временных профилей СППР сигнала из  $k = 0$ , интенсивности МР пропускания и ее спектрального положения показывает, что спад интенсивности внутреннего поля  $|\mathcal{E}_{QW}|^2$  при  $t \sim 0.25$  нс не ведет к резкому уменьшению сдвига энергии возбуждаемой поляритонной моды. Следовательно, уменьшение заполнения возбуждаемой моды компенсируется увеличением заполнения в рассеянных состояниях НПВ. С другой стороны, этот процесс не ведет к увеличению "синего сдвига"  $E_{tr}$ , то есть рассеяние, очевидно, идет в короткоживущие поляритонные состояния около  $k = 0$ , а не в долгоживущие экситоноподобные состояния с большими  $k$ . Еще одно доказательство связи спада интенсивности внутреннего поля с параметрической неустойчивостью относительно рассеяния из возбуждаемой моды следует из сравнения временных профилей излучения из дна НПВ на рис. 10a и соответствующего сигнала пропускания на рис. 10b. На рисунках видно, что при переходе порога СППР по мощности возбуждения за спадом внутреннего поля при  $t \sim 0.25$  нс следует сверхлинейный пороговый рост сигнала излучения из  $k = 0$ , что говорит об эффективном перераспределении поляритонной плотности из  $k = k_p$  в область  $k = 0$ .

Стимулированный характер поляритон-поляритонного рассеяния приводит к сверхлинейному увеличению сигнала в области  $k = 0$  и к насыщению интенсивности внутреннего поля с ростом накачки. Чтобы проверить это предположение, на рисунках 10d,e,f представлено сравнение временной динамики  $\mathcal{E}_{QW}$ ,  $E_{tr}$  и сигнала рассеяния из  $k = 0$  при накачке стандартными импульсами и модифицированными лазерными импульсами, полученными суммированием стандартного лазерного импульса с этим же импульсом, ослабленным в 4 раза и задержанным на 0.5 нс. Измерения произведены при плотности мощности возбуждения  $P_{res} = 17.3$  кВт/см<sup>2</sup>. Из рисунков 10d,e,f следует, что скачкообразное увеличение интенсивности при  $t = 0.55$  нс в области развития СППР на 70% приводит к более, чем четырехкратному росту интенсивности сигнала СППР (рис. 10d). В то же время внутреннее поле  $|\mathcal{E}_{QW}|^2$  и "синий сдвиг" энергии возбуждаемой поляритонной моды увеличиваются менее, чем на 30% и 5%, соответственно (рис. 10e, 10f). Этот факт подтверждает, что рост внутреннего поля в режиме СППР ограничен балансом накачки и стимулированным поляритонным рассеянием из возбуждаемой НП моды.

Таким образом, экспериментальные результаты исследования динамики МР излучения из  $k=0$  подтверждают сценарий развития СППР как взаимовлияние бистабильности возбуждаемой НП моды и ее параметрической неустойчивости относительно поляритонного рассеяния в область  $k=0$ , описанный в [36, 37, 40, 38].

### 3.3 Особенности временной динамики МР-люминесценции микрорезонатора при дополнительном надзонном возбуждении.

В НП системе возможны разные типы рассеяния поляритонов: на дефектах, на фонах, на свободных носителях и, наконец, поляритон-поляритонное рассеяние. Рассеяние на дефектах - релеевское, то есть происходит без изменения энергии поляритона, фононы и свободные носители имеют значительно более пологую кривую дисперсии по сравнению с НПВ в области  $k = k_p$ . Как следствие, заполнение состояний с  $k = 0$  при поляритон-фононном рассеянии весьма неэффективно при низких температурах ("эффект узкого бутылочного горла") [28]. Однако при рассеянии на фонах и свободных носителях происходит эффективное заполнение долгоживущих экситоноподобных состояний с большим  $k$  в силу специфики поляритонной дисперсии. Чтобы проверить этот факт было исследовано влияние дополнительного надзонного возбуждения HeNe лазером на процесс СППР. Мощность HeNe лазера была на три порядка меньше мощности резонансной накачки, поэтому вклад надзонного возбуждения в заполнение поляритонных

состояний был ничтожно мал. Однако, надзонное возбуждение приводит к увеличению числа свободных носителей, тем самым увеличивая рассеяние поляритонов в экситоноподобные состояния. Надзонное возбуждение непрерывное, таким образом, в начале каждого импульса резонансной накачки мы имеем дело уже с *модифицированной* НП системой с повышенной концентрацией долгоживущих экситонов.

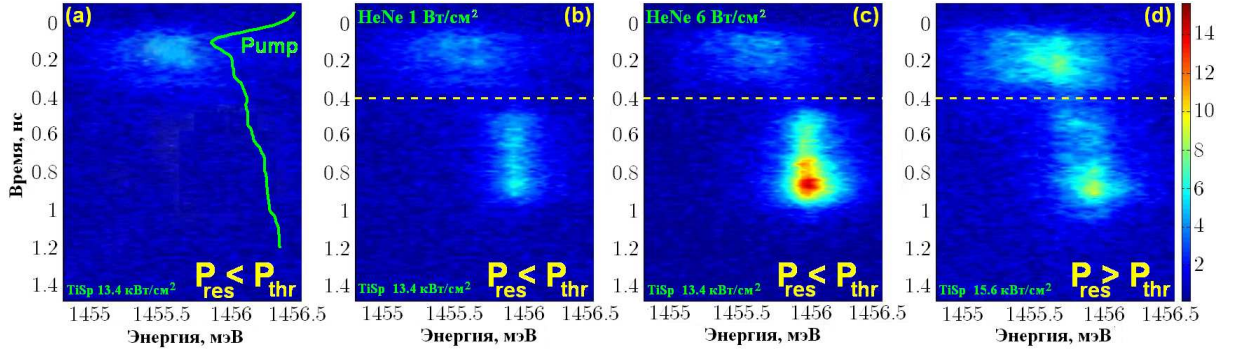


Рис. 11: Распределение МР излучения из  $k = 0$  в пространстве "энергия-время" при резонансном импульсном и дополнительном слабом надзонном возбуждении непрерывным HeNe лазером: (a) -  $P_{res} = 13.4 \text{ кВт/см}^2$ ,  $P_{HeNe} = 0$ ; (b) -  $P_{res} = 13.4 \text{ кВт/см}^2$ ,  $P_{HeNe} = 1 \text{ Вт/см}^2$ ; (c) -  $P_{res} = 13.4 \text{ кВт/см}^2$ ,  $P_{HeNe} = 6 \text{ Вт/см}^2$ ; (d) -  $P_{res} = 15.6 \text{ кВт/см}^2$ ,  $P_{HeNe} = 0$ .

На рисунках 11a,b,c,d представлена временная эволюция спектрального распределения МР излучения НПВ из  $k = 0$  при наличии дополнительного надзонного возбуждения и без него. При  $P_{res} = 13.4 \text{ кВт/см}^2 < P_{thr}$  (см. рис 11a) развития СППР не происходит, на рисунке виден лишь слабый пик, синхронный с импульсом накачки и появляющийся из-за наличия параметрического канала поляритон-поляритонного рассеяния. Тем не менее, рисунок 11b показывает, что развитие СППР возможно и при мощностях резонансной накачки ниже порога, если добавить слабое надзонное возбуждение HeNe лазером, плотность мощности которого  $P_{HeNe} = 1 \text{ Вт/см}^2$ . Средняя плотность свободных носителей и экситонов, возбуждаемых HeNe лазером, с учетом поглощения света в одном брэгговском зеркале составляет менее  $3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$  на квантовую яму. Тем не менее, отчетливо видно развитие СППР: в сигнале из  $k = 0$  появляется второй пик, который становится более интенсивным при увеличении мощности дополнительного возбуждения до  $P_{HeNe} = 6 \text{ Вт/см}^2$  (рис. 11c). Аналогичного эффекта можно добиться при резонансной накачке только подняв ее мощность до  $15.6 \text{ кВт/см}^2$  (рис. 11d). Тем самым, надзонное возбуждение приводит к эффективному снижению порога развития СППР по резонансной накачке.

Рассмотрим более детально влияние дополнительного возбуждения на временные свойства внутреннего поля  $\mathcal{E}_{QW}$  и МР излучения из  $k = 0$ . На рисунках 12a,b показаны временные профили сигнала пропускания, отражающего поведение внутреннего поля микрорезонатора, и спектрального положения сигнала пропускания при резонансной накачке  $P_{res} = 15.6 \text{ кВт/см}^2$  без и с дополнительным надзонным возбуждением  $P_{HeNe} = 1 \text{ Вт/см}^2$ . На рисунках 12d,e эти зависимости представлены в параметрической форме как функции от внешнего поля. На рисунках 12a,b,d,e видно, что при возбуждении HeNe лазером скачок внутреннего поля при  $t \sim 0.15 \div 0.25$  нс на спаде интенсивности внешнего поля, происходящий вследствие бистабильного перехода, усиливается, а сигнал пропускания претерпевает большее смещение в синюю область спектра. При этом параметрические зависимости (рис. 12 d,e) при наличии дополнительной накачки демонстрируют более отчетливый гистерезис. Подобное поведение объясняется заполнением долгоживущих экситоноподобных состояний при рассеянии поляритонов на свободных носителях и фонах, рождающихся в системе при дополнительной подсветке HeNe лазером, которое приводит к дополнительной перенормировке поляритонной дисперсии и уменьшению расстройки энергии возбуждаемой поляритонной моды и резонансной накачки. При изменении энергии возбуждаемой НП моды меняется ее отклик на внешнее воздействие, который, как было показано в разделе 1.2, зависит от расстройки  $\Delta_{pump,LP}$  энергии возбуждаемой моды и энергии резонансной накачки.

На рисунке 12f изображена параметрическая зависимость энергетического сдвига энергии накачиваемой НП моды от интенсивности внутреннего поля при только резонансной накачке  $P_{res} = 15.6 \text{ кВт/см}^2$ , а также при более слабой резонансной накачке  $P_{res} = 13.4 \text{ кВт/см}^2$  и дополнительной

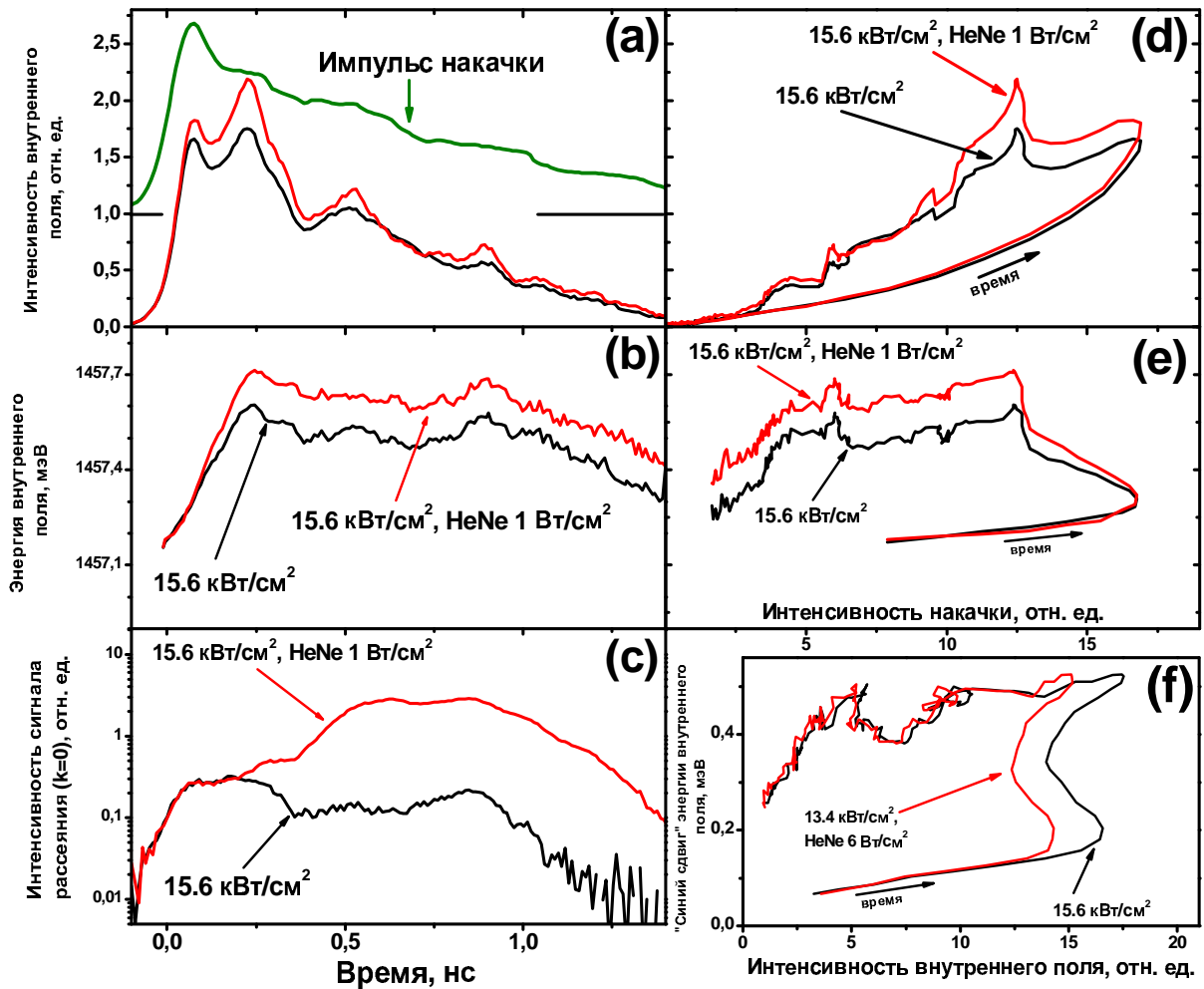


Рис. 12: (a,b,c) - динамика внутреннего поля, энергии моды  $k=k_p$  и излучения из  $k=0$  при резонансном возбуждении  $15.6 \text{ кВт/см}^2$  без и с HeNe накачкой  $1 \text{ Вт/см}^2$ , (d,e) - параметрические зависимости внутреннего поля и энергии моды  $k=k_p$  от интенсивности накачки, (f) - зависимость "синего сдвига" энергии возбуждаемой моды от внутреннего поля при резонансном возбуждении  $15.6 \text{ кВт/см}^2$  и при резонансном возбуждении  $13.4 \text{ кВт/см}^2$  с накачкой HeNe лазером  $1 \text{ Вт/см}^2$ .

подсветке  $P_{\text{HeNe}} = 1 \text{ Вт/см}^2$ . Линейный рост энергетического сдвига при нарастании внутреннего поля связан с заполнением короткоживущих фотоподобных состояний НПВ с  $k \sim 0$  в соответствии с гл. 3.1, рис 9. Более резкий сдвиг сигнала пропускания в синюю область спектра, происходящий на спаде амплитуды внутреннего поля, связан с накоплением в системе долгоживущих экситонов с  $k \gg k_p$ . Из рисунка 12f видно, что в этой временной области спектральные положения сигнала пропускания практически совпадают в случае только резонансной накачки и более слабой накачки с дополнительным надзонным возбуждением. Тем самым, одинаковая перенормировка поляритонной энергии может быть достигнута как повышением мощности резонансного возбуждения, так и увеличением концентрации свободных носителей в системе.

Кроме того, дополнительная накачка приводит к усилению сигнала СППР. На рисунке 12c приведены профили МР излучения со дна НПВ в случае только резонансного возбуждения  $P_{\text{res}} = 15.6 \text{ кВт/см}^2$  и с наличием слабого надзонного возбуждения HeNe лазером. Видно, что МР излучение при дополнительной накачке увеличивается более, чем на порядок, и развивается более, чем на 100 пс раньше. Тем самым, ускоряется развитие СППР и эффективно снижается порог по мощности резонансной накачки. Эти факты также находят свое объяснение в рамках заполнения экситонных состояний с большим  $k$ . В работах [42, 43] показано, что порог стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния зависит от первоначальной расстройки энергии лазера относительно НПВ: при уменьшении этой расстройки порог уменьшается. Повышенная плотность

долгоживущих экситонов под действием дополнительного надзонного возбуждения приводит к сдвигу НПВ в сторону больших энергий, к уменьшению расстройки энергии резонансной накачки и НПВ и, как следствие, к уменьшению порога СППР по мощности резонансной накачки. При этом мы наблюдаем сверхлинейный рост интенсивности излучения со дна НПВ и более раннее развитие СППР.

Таким образом, нами предложен способ влияния на порог развития СППР и, как следствие, на мощность МР-излучения из  $k=0$ , основанный на управлении плотностью долгоживущих экситонов при помощи дополнительной надзонной подсветки.

## 4 Заключение.

В рамках данной работы экспериментально исследованы временные зависимости излучения из области  $k = 0$  нижней поляритонной ветви дисперсии и внутреннего поля микрорезонатора. Возбуждение проводилось в область точки перегиба НПВ с положительной расстройкой по энергии относительно НПВ. Было показано, что стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние в GaAs микрорезонаторах с InAs квантовыми ямами развивается в рамках сценария, предсказанного теоретически в [36, 37, 38, 40]. При переходе некоторого порога по мощности накачки внутреннее поле на квантовых ямах в МР, отражающее поляритонную плотность в возбуждаемой моде, претерпевает скачок, связанный с бистабильностью возбуждаемой НП моды относительно внешнего воздействия. При этом поляритонная система переходит в область параметрической неустойчивости относительно поляритон-поляритонного рассеяния в широкую область  $K$ -пространства вблизи состояний  $k = 0$  и  $k = 2k_p$  с дальнейшим развитием стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния в  $k \sim 0$  и  $k \sim 2k_p$ . При исследовании влияния слабого надзонного возбуждения HeNe лазером показано, что в плоских МР с КЯ в активном слое можно уменьшить порог СППР по мощности резонансного возбуждения с помощью изменения некогерентного рассеяния фотовозбуждаемых поляритонов в долгоживущие экситоноподобные состояния.

В заключение я хотел бы выразить благодарность своему научному руководителю Владимиру Дмитриевичу Кулаковскому за внимание и помощь в работе, Деменеву Андрею, под чьим руководством были получены экспериментальные данные, Ларионову Андрею Владимировичу за помощь в проведении эксперимента а также С.С. Гаврилову, Н.А. Гипшиусу и С.Г. Тиходеву за плодотворные обсуждения.

## Список литературы

- [1] C. Weisbuch et al, Phys. Rev. Lett. **69**, 3314 (1992).
- [2] M. S. Skolnick, T. A. Fisher, and D. M. Whittaker, Semicond. Sci. Technol. **13**, 645 (1998).
- [3] G. Khitrova, H. M. Gibbs, F. Janke, and S. W. Koch, Rev. Mod. Phys. **71**, 1591 (1999).
- [4] R. Houdre et al., Phys. Rev. B **52**, 7810 (1995).
- [5] Le Si Dang et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 3920 (1998).
- [6] P. Senellart and J. Bloch, Phys. Rev. Lett. **82**, 1233 (1998).
- [7] A. Imamoglu, R. J. Ram, S. Pau, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. A **53**, 4250 (1996).
- [8] M. Muller et al., Physica B **272**, 476 (1999).
- [9] A. I. Tartakovskii et al., Phys. Rev. B **60**, R11 293 (1999).
- [10] R. Huang, F. Tassone, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. B **61**, R7854 (2000).
- [11] R. M. Stevenson et al, Phys. Rev. Lett. **85**, 3680 (2000).
- [12] J. J. Baumberg et al, Phys. Rev. B **62**, R16247 (2000).
- [13] P. G. Savvidis et al , Phys. Rev. Lett. **84**, 1547 (2000).

- [14] A. I. Tartakovskii, D. N. Krizhanovskii, V. D. Kulakovskii, Phys. Rev. B **62**, R13298 (2000).
- [15] Krizhanovskii D. N. et al, Solid State Commun. **118**, 583 (2001).
- [16] Malpuech G et al. Phys. Rev. B **65**, 153310 (2002).
- [17] Tartakovskii A I et al, Phys. Rev. B **67**, 165302 (2003).
- [18] C. Ciuti et al, Phys. Rev. B **62**, R4825 (2000).
- [19] C. Ciuti et al, Phys. Rev. B **63**, 041303 (2001).
- [20] V. D. Kulakovskii et al, Nanotechnology **12**, 475 (2001).
- [21] E. M. Purcell, Phys.Rev. **69**, 681 (1946).
- [22] E. Yablonovich, Phys.Rev.Lett. **58**, 2059 (1987).
- [23] E. Yablonovich, T.J.Gmitter, Phys.Rev.Lett. **63**, 1950 (1989).
- [24] E. Yablonovich, T.J.Gmitter, K.M. Leung, Phys.Rev.Lett. **67**, 2295 (1991).
- [25] S. John, Phys.Rev.Lett. **53**, 2169 (1984).
- [26] S. John, Phys.Rev.Lett. **58**, 2486 (1987).
- [27] S. John, R.Rangarajan, Phys.Rev.B **38**, 10101 (1988).
- [28] F. Tassone et al. Phys. Rev. B **56**, 7554 (1997).
- [29] D. M. Whittaker, Phys. Rev. B **63**, 193305 (2001).
- [30] P. G. Savvidis et al., Phys. Rev. B **64**, 075311 (2001).
- [31] A. Baas, et al, Phys. Rev. A **69**, 023809 (2004).
- [32] A. Baas et al, Phys. Rev. B **70**, 161307(R) (2004).
- [33] D. M. Whittaker, in Proc. of PLMN4, St. Petersburg, June 2004 (2004).
- [34] I. Carusotto, C. Ciuti, Phys. Rev. Lett. **93**, 166401 (2004).
- [35] D. M. Whittaker, Phys. Rev. B **71**, 115301 (2005).
- [36] N. A. Gippius et al, Europhys Lett. **67**, 997 (2004).
- [37] N. A. Gippius and S. G. Tikhodeev, J. Phys.: Condens. Matter **16**, S3653 (2004).
- [38] S. S. Gavrilov et al, JETP **104**, 715 (2007).
- [39] Кулаковский В. Д. et al, УФН **175**, 3, 334 (2005).
- [40] Гиппиус Н. А. et al, УФН **175**, 3, 327 (2005).
- [41] G. Duffing, *Erzwungene Schwingungen bei veränderlicher Eigenfrequenz* (Braunschweig: Vieweg, 1918).
- [42] D. N. Krizhanovskii et al, Phys. Rev. B **66**, 165329, (2002).
- [43] R. Butte et al, Phys. Rev. B **68**, 115325 (2003).
- [44] Shchekin A. A., Demenev A. A., Larionov A. V., Kulakovskii V. D., Effect of incoherent scattering on dynamics of stimulated polariton-polariton scattering in planar GaAs microcavities, 15th International Symposium Nanostructures: Physics and Technology, Novosibirsk (2007).
- [45] A. A. Shchekin, A. A. Demenev, A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, "Effect of incoherent polariton scattering on dynamics of driven low polariton mode in resonantly excited planar GaAs microcavities", in press.