

**МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА**

Панкратов Андрей Владимирович

**Распространение экситонных поляритонов
в квазиодномерных полупроводниковых
микрорезонаторах**

Выпускная квалификационная работа
магистра естественных наук

Научный руководитель:
Чл.-корр. РАН, профессор, д.ф.-м.н. Кулаковский В.Д.

Черноголовка 2013

Оглавление

Введение	3
1 Обзор литературы	5
2.1. Экситоны в полупроводниковых средах.....	5
2.2. Экситонные поляритоны в плоских микрорезонаторах.....	6
2.3 Бозе-конденсация экситонных поляритонов.	10
2.4. Распространение конденсата экситонных поляритонов в квазиодномерных структурах.....	11
2 Экспериментальная методика	13
3.1. Схема установки.....	13
3.2. Образец.....	15
3 Экспериментальные результаты	16
Заключение	23
Литература	24

Введение

Квазидвумерные экситонные поляритоны в полупроводниковых микрорезонаторах с квантовыми ямами (КЯ) в активном слое, формирующиеся благодаря экситон-фотонному взаимодействию, являются интересными объектами для исследования благодаря сочетанию у этих частиц квазидвумерности, бозевской статистики, закона дисперсии с малой эффективной массой ($\sim 10^{-5}$ массы свободного электрона). У фотона, распространяющегося в такой двухмерной системе, подобно электрону в периодическом поле атома, появляются запрещённые и разрешённые энергетические зоны.

В полупроводниковых микрорезонаторах (МР) между двух брэгговских зеркала, состоящих из чередующихся пар слоёв, изготовленных из двух полупроводниковых материалов с различными показателями преломления (распределённые брэгговские отражатели) помещены КЯ, параллельные зеркалам. Многослойные зеркала в полупроводниковых МР обычно состоят из набора чередующихся слоёв с оптической толщиной $\frac{\lambda}{4}$, вследствие чего для электромагнитной волны λ , близкой по частоте к частоте экситонного перехода, коэффициент отражения зеркала растёт с ростом числа слоёв.

В полупроводниковых материалах при переходе электронов в возбуждённое состояние могут образоваться экситоны большого радиуса (экситоны Ванье-Мотта), представляющие собой квазиатомы, состоящие из электрона и дырки. Если резонансная частота МР моды близка к частоте экситонного перехода, то можно получить режим сильной связи [1] между экситонами в квантовой яме и фотонами в резонаторе. В результате возникают смешанные экситон-фотонные состояния, называемые микрорезонаторными экситонными поляритонами. МР обычно имеет эффективную толщину области порядка длины волны, соответствующей экситонному переходу, то есть порядка десятых долей микрона.

Взаимодействие между экситонами и фотонами приводит к расталкиванию их дисперсионных ветвей. В результате образуются две дисперсионные ветви, называемые нижней и верхней поляритонными ветвями (НПВ и ВПВ, или LP и UP, соответственно). Вблизи дна НПВ поляритоны имеют квадратичный закон дисперсии. Кроме того, поскольку фотоны являются бозонами, а экситоны являются квазибозонами, то поляритоны также являются квазибозонами. Это позволяет реализовать условия для бозе-конденсации поляритонов на дне НПВ при достаточно высоких температурах и малой плотности поляритонного газа. Возможность наблюдения бозе-конденсации поляритонов привлекает повышенное внимание к изучению этой системы.

2 Обзор литературы

2.1 Экситоны в полупроводниковых средах

Экситоны в полупроводниковых средах представляют собой связанные состояния электрон-дырочных пар, рассматриваемые как элементарные возбуждения с неоднородным пространственным распределением заряда, или кванты электрической поляризации. Обычно различают два предельных случая, в зависимости от характерного расстояния между электроном и дыркой, – экситоны Френкеля с радиусом порядка величины периода решётки и экситоны Ванье-Мотта с радиусом много большим периода решётки. Далее будут рассматриваться экситоны Ванье-Мотта, которые реализуются в большинстве неорганических полупроводников.

Разноимённо заряженные электрон (e) и дырка (h) связаны кулоновским взаимодействием

$$U(\mathbf{x}_e, \mathbf{x}_h) = -\frac{e^2}{\varepsilon|\mathbf{x}_e - \mathbf{x}_h|}$$

Такая двухчастичная система аналогична атому водорода. В частности, энергия относительного движения электрона и дырки принимает дискретные значения

$$E_n = -\frac{R}{n^2} = -\frac{\hbar^2}{2ma_B^2 n^2}, n = 1, 2, 3, \dots,$$

где $m = m_e m_h / (m_e + m_h)$ – приведённая масса, а R и $a_B = \varepsilon \hbar^2 / m e^2$ – соответственно постоянная Ридберга и “боровский радиус” связанного состояния. Полная энергия экситона включает кинетическую энергию свободного движения центра масс электрон-дырочной пары:

$$E_x(\mathbf{K}, n) = E_g + E_n + \frac{\hbar^2 \mathbf{K}^2}{2(m_e + m_h)},$$

где \mathbf{K} – волновой вектор движения центра масс.

В пределах малой концентрации ($a_B^3 N/V \ll 1$), то есть когда расстояние между экситонами значительно больше радиуса экситона, система экситонов подчиняется статистике Бозе. В этом случае гамильтониан системы элементарных возбуждений выражается через экситонные операторы b и b^+ , удовлетворяющие бозевским правилам коммутации:

$$H_x = \sum_{\mathbf{k}} E_x(\mathbf{k}) \left(b_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \right)$$

$$[b_{\mathbf{k}}, b_{\mathbf{k}'}^+] = b_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}'}^+ - b_{\mathbf{k}'}^+ b_{\mathbf{k}} = \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}$$

2.2 Экситонные поляритоны в планарном микрорезонаторе

В настоящей работе рассматривается полупроводниковый резонатор, структура которого образована двумя брэгговскими зеркалами, состоящими из чередующихся слоёв AlAs и $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}$, и “активного” слоя, расположенного между ними (рис.2).

Физические толщины $l_{1,2}$ каждого из слоёв, образующих зеркала, определяются длиной волны λ_0 , на которую настроен резонатор:

$$n_1 l_1 = n_2 l_2 = \frac{\lambda_0}{4}$$

где $n_{1,2}$ – показатели преломления AlAs и $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}$, равные 2.95 и 3.65 соответственно. Формула выражает условие синфазности (усиления) волн с длиной λ_0 , отражённых от поверхностей слоёв резонатора. В идеальной – строго периодической структуре такого типа (фотонном кристалле) возникает широкая запрещённая зона фотонных состояний [2,3], которая обнаруживается в спектрах пропускания или отражения. В окрестности λ_0 пропускание брэгговского зеркала уменьшается с ростом числа N слоёв

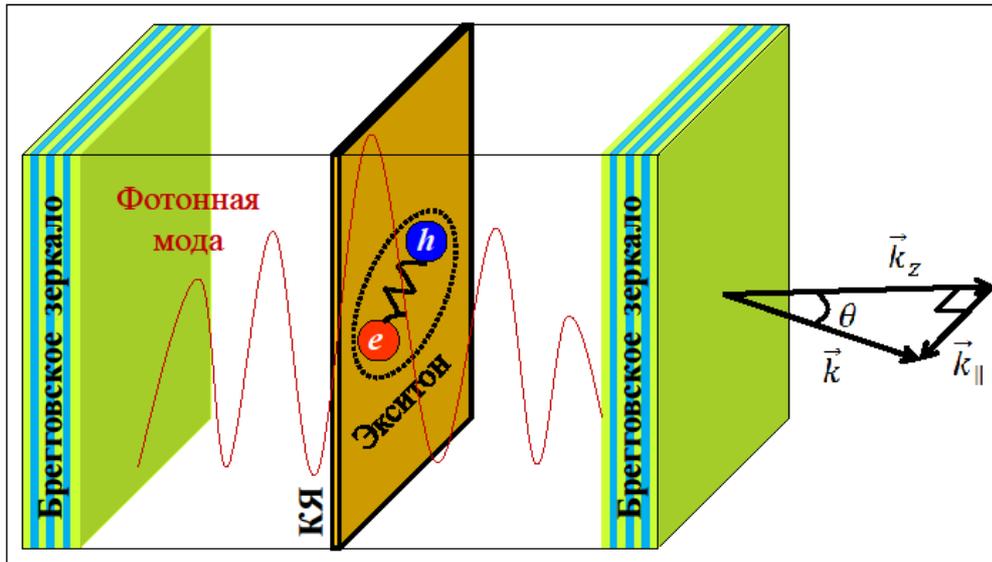


Рис.1 Структура полупроводникового резонатора (схематически) и качественная картина распределения электромагнитного поля.

AlAs/Al_{0.13}Ga_{0.87}As, и коэффициент отражения может достигать очень больших значений (добротность $Q \sim 10000$).

В том случае, когда оптическая толщина $n_{cav}l_a$ активного слоя, расположенного между брегговскими зеркалами, составляет целое кратное $\lambda_0/2$, в середине запрещённой зоны [$E_0 = hc/\lambda_0$] появляется резонаторная мода – локализованное фотонное состояние [4,5]. С классической точки зрения, соответствующее распределение электрического поля в направлении нормали \vec{z} к поверхности резонатора образует стоячую волну

$$\mathcal{E}(z, t) = \mathcal{E}_0(z) \exp\left(i \frac{2\pi c}{\lambda_0} t\right)$$

Нормальная компонента квазиволнового вектора резонаторной моды фиксирована условием

$$k_z = \frac{2\pi n_{cav}}{\lambda_0}$$

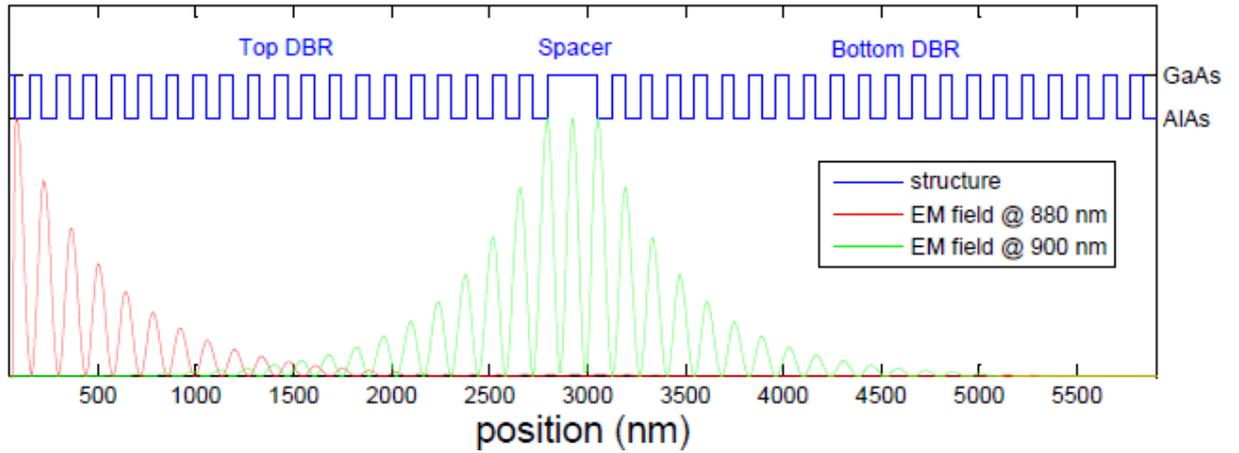


Рис.2. Распределение электромагнитного поля в резонаторе, настроенном на длину волны 900 нм (численное моделирование). Излучение с длиной волны, соответствующей резонаторной моде, усиливается, в то время как интенсивность нерезонансного излучения быстро падает вследствие отражения (график из работы [13]).

В то же время спектр значений продольных x - и y -компонент остаётся непрерывным.

В области

$$k_{||} \stackrel{\text{def}}{=} \sqrt{k_x^2 + k_y^2} \ll k_z$$

собственная энергия двумерного фотонного состояния имеет вид

$$E_c(k_{||}) = \frac{\hbar c}{n_{cav}} \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \approx \frac{\hbar c k_z}{n_{cav}} + \frac{\hbar c}{2n_{cav} k_z} k_{||}^2 = \frac{\hbar c}{\lambda_0} + \frac{\hbar c \lambda_0}{4\pi n_{cav}^2} k_{||}^2$$

Следовательно, двумерный (2D) фотон характеризуется эффективной массой

$$m_{cav} = \frac{\hbar n_{cav}^2}{c \lambda_0}$$

которая определяется структурой резонатора. Например, для $n_{cav} = 3.54$ и $\lambda_0 = 8.52 * 10^{-5}$ см находим $m_{cav} \approx 3.24 * 10^{-32}$ г, что составляет $\sim 3.6 * 10^{-5}$ масс электрона в вакууме.

Важно, что пропускание брэгговских зеркал резонатора является конечным (ненулевым), что соответствует конечному времени жизни фотона в активном слое. Для резонатора с добротностью Q время жизни 2D фотона в состоянии с $k_{||} = 0$ составляет

$$\tau_{cav} = \frac{2\hbar Q}{E_0} = \frac{\lambda_0 Q}{\pi c}$$

(в частности, для $Q = 10^3$ находим $\tau_{cav} \approx 10^{-12}$ с).

Для того, чтобы локализовать экситоны, в активный слой помещают квантовые ямы шириной $L_z \sim 10^{-6}$ см, которая сравнима с боровским радиусом экситона.

Экситон-фотонное взаимодействие в активном слое планарного резонатора приводит к формированию квазидвумерных экситонных поляритонов [6,7,8].

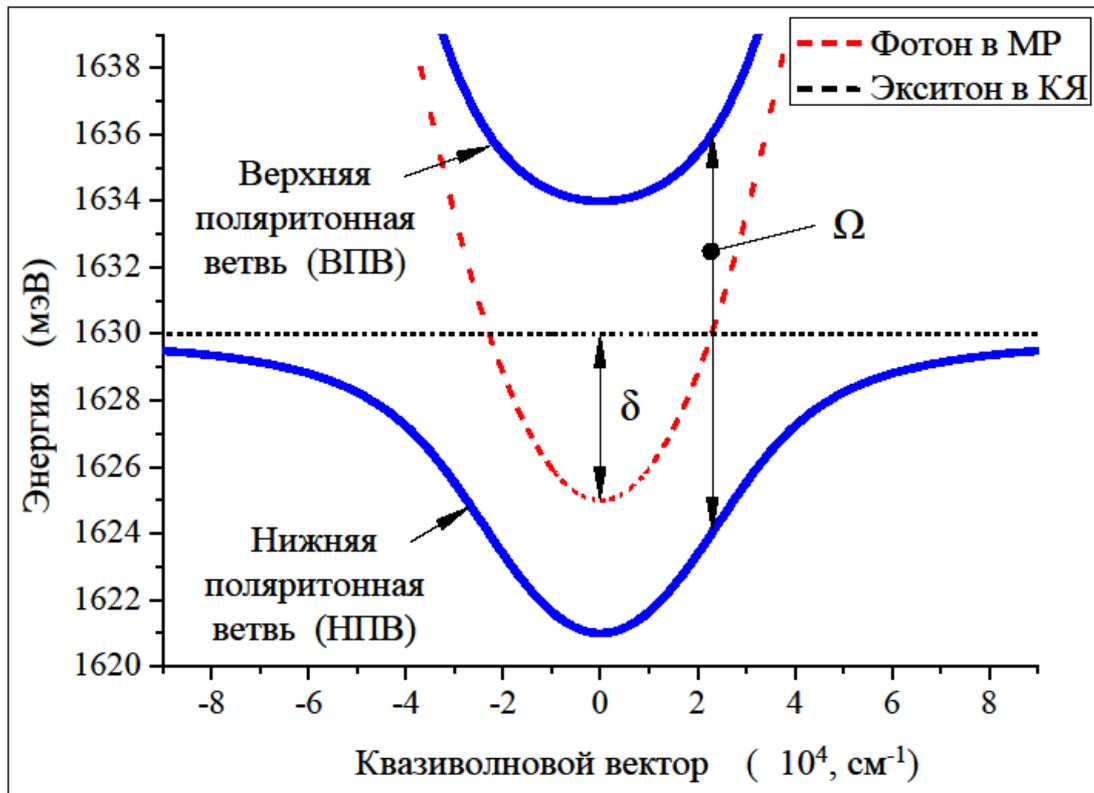


Рис.3 Дисперсия фотона, экситона и поляритона в микрорезонаторе

Дисперсия поляритонов (рис.3) имеет две ветви – верхняя поляритонная ветвь (ВПВ) и нижняя поляритонная ветвь (НПВ), вид которых зависит от двух величин: δ - расстройки между фотонным и экситонным резонансом при $k_{xy} = 0$ и Ω - константы экситон-фотонного взаимодействия. НПВ переходит в фотонную дисперсию при $k_{xy} = 0$ и в 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.

2.3 Бозе-конденсация экситонных поляритонов.

Бозоны - частицы с целым спином - могут находиться в одном квантовом состоянии. Для микрорезонаторных поляритонов – композитных бозонов с целым спином - это основное состояние на нижней ветке дисперсионной кривой, реализующееся, когда длина волны де Бройля становится сравнима с расстоянием между ними. Явление возникновения макроскопического когерентного состояния в системе экситонных поляритонов называют Бозе-Эйнштейновской конденсацией[9].

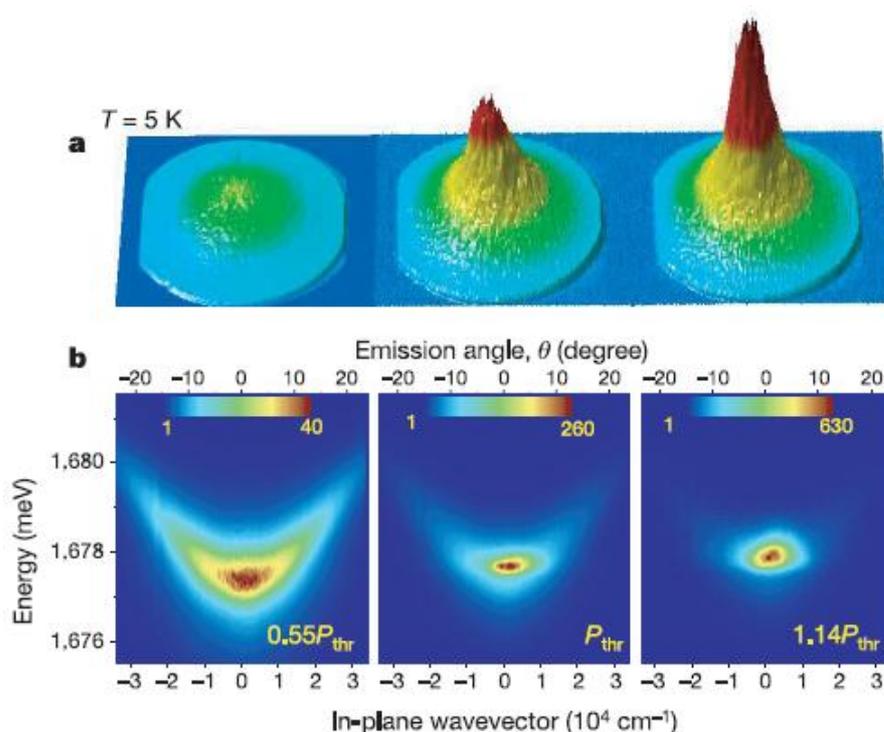


Рис.4 Излучение поляритонной моды в зависимости от плотности фотовозбуждения. При повышении плотности фотовозбуждения и увеличении числа поляритонов в системе пороговым образом образуется макрозаполненное состояние. (график из работы [9])

Подобная конденсация невозможна в бесконечных двумерных системах, однако конечные размеры пятна возбуждения, а также размеры структур накладывают пространственные ограничения, благодаря чему в системе появляются дискретные уровни энергии. В результате становится возможным макрозаполнение одного квантового состояния.

В районе порога в области возбуждения спонтанно образуется поляритонный конденсат в состоянии $k_{xy} = 0$ [10], при этом интенсивность излучения из образца скачкообразно возрастает. Измерения в k -пространстве показывают, что с увеличением плотности фотовозбуждения линия излучения сужается, а интенсивность излучения нелинейно возрастает.

2.4 Распространение конденсата экситонных поляритонов в квазиодномерных структурах.

Конденсат экситонных поляритонов подвергается синему сдвигу по энергии из-за взаимодействия с экситонным резервуаром. Из-за большой эффективной массы экситонов эта область ограничена пятном возбуждения. Взаимодействие с экситонами приводит к выталкиванию поляритонов из области возбуждения, после чего они распространяется по структуре.

В одномерных структурах после того, как поляритон покинули область возбуждения, скорость распространения остаётся постоянной. При достижении края структуры возможно отражение – в таком случае возможна интерференция с новыми поляритонами, что можно наблюдать по увеличению интенсивности сигнала [11].

При распространении вдоль структуры из-за конечного времени жизни фотонов в резонаторе количество поляритонов в системе экспоненциально уменьшается. Однако, как экспериментальные (Рис.5а), так и численное моделирование (Рис.5b) показывают наличие осцилляций в интенсивности

излучения образца – как при распространении конденсата вдоль структуры, так и в пределах области возбуждения в зависимости от времени.

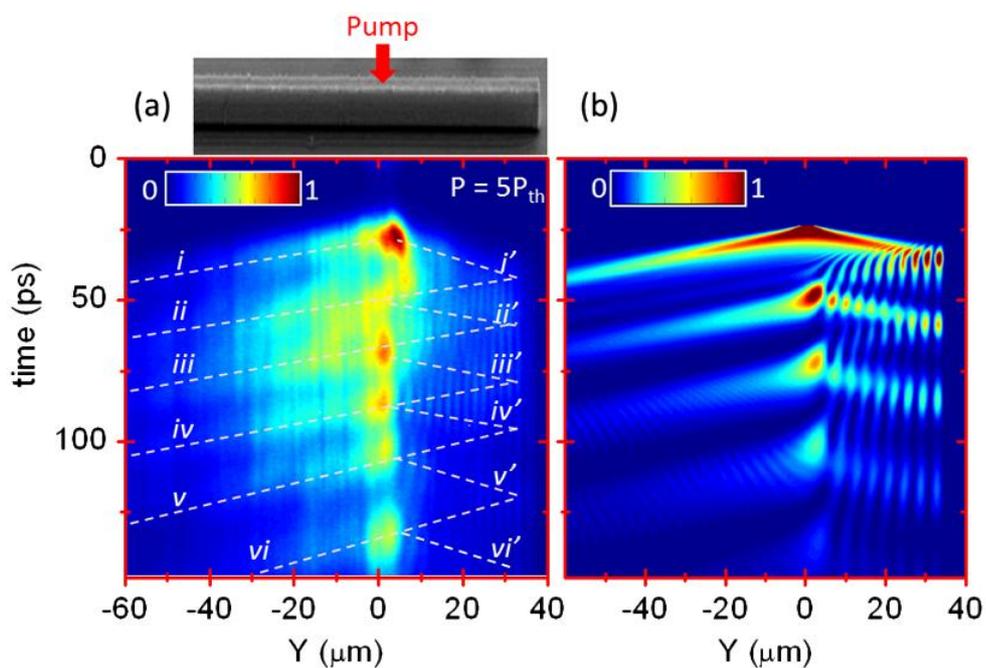
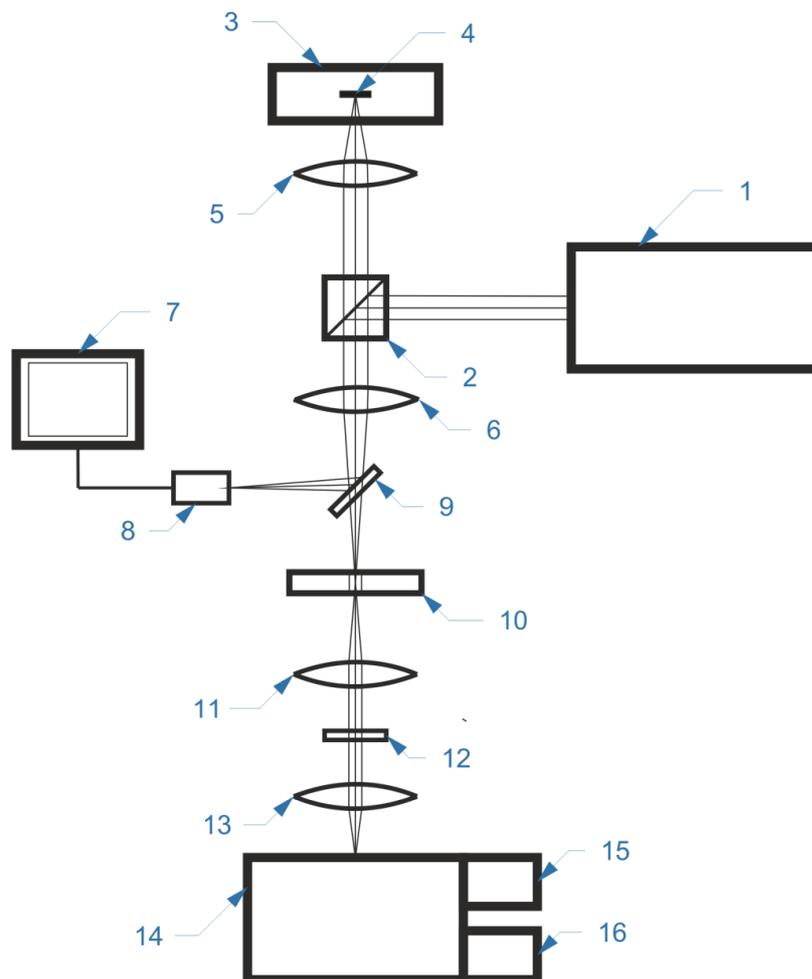


Рис.5. Временная зависимость распределения излучения при распространении экситонных поляритонов в квази-1D структуре: а)эксперимент б)результат моделирования. (график из работы [11])

Целью данной работы было подробно изучить и качественно описать характер распространения поляритонов в одномерных структурах.

3. Экспериментальная методика

3.1 Схема установки



1. TiSp лазер 760 нм
2. Неполяризующий делительный кубик
3. Криостат
4. Образец
5. Микроскопический объектив (увеличение 10х, F=20 мм, рабочий отрезок 34 мм)
6. Объектив (F=150 мм)
7. Монитор
8. Камера
9. Перекидное зеркало
10. Микрометрическая щель
11. Объектив (F=120 мм)
12. Интерференционный фильтр
13. Объектив (F=90 мм)
14. Монохроматор
15. Стрик-камера
16. CCD-камера

Рис.6. Схема установки.

Образец был помещён в оптический криостат, где охлаждался парами гелия до температуры $10 \div 12$ К.

Возбуждение производилось импульсным излучением TiSp лазера Tsunami с длиной волны 760 нм и длиной импульса 50 пс, падающим нормально плоскости МР.

Возбуждающий пучок заводился на образец также с помощью делительного кубика, после чего микроскопическим объективом фокусировался на структуру в пятно диаметром 5 мкм.

Излучение образца собиралось тем же объективом, с 35-кратным увеличением перебрасывалось на промежуточную микрометрическую щель и далее с 20-кратным увеличением на входную щель монохроматора Acton SP-2500i (M). Детектирование МР фотолюминесценции производилось ПЗС матрицей (CCD) на выходе монохроматора. Для измерений с временным разрешением пучок излучения с помощью системы параболических зеркал внутри монохроматора направлялся на вход стрик-камеры.

3.2 Образец.

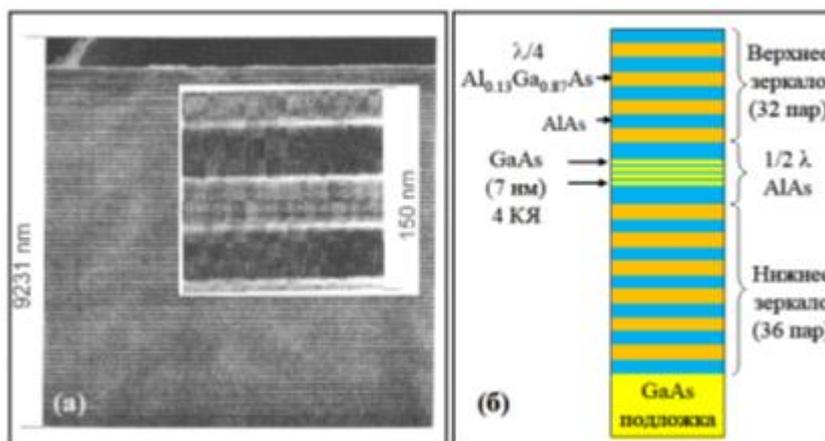


Рис.7.(а) Снимок торцевой части образца МР, полученный с помощью SEM. Участок активного AlAs слоя показан в увеличенном масштабе. (б) Изображение схемы МР.

Исследованный образец состоит из двух брэгговских зеркал, представляющих собой 32 пар слоев для верхнего зеркала и 36 пар соответствующих слоев для нижнего и обеспечивающих добротность микрорезонатора около $Q \sim 5000$. Между зеркалами помещен активный слой GaAs толщиной $\lambda/2$, и Он содержит 4 GaAs/AlAs квантовые ямы толщиной 7 нм, встроенные в пучности электромагнитного поля. Резонатор настроен на длину волны 780 нм.

Объектом исследования были МР структуры, вытравленные в виде прямоугольных столбиков размером 100x6 мкм.

4 Экспериментальные результаты

В эксперименте пучок лазера фокусировался в пятно диаметром 5 мкм на расстоянии 3 мкм от правого края структуры. Нерезонансная оптическая накачка генерирует в квантовой яме микрорезонатора неравновесные электронно-дырочные пары (возбуждения). Эти возбуждения связываются в "горячие" экситоны, которые релаксируют с участием фононов, оптических и акустических, в нижнюю экситонную зону, создавая экситонный "резервуар", из которого в дальнейшем и происходит конденсация экситонов в область минимума, $k = 0$, нижней поляритонной зоны.

В области лазерного пятна образуется конденсат экситонных поляритонов, который сначала локализован в области пятна возбуждения, потом поляритоны начинают распространяться вдоль структуры. Измерения временной зависимости пространственного распределения фотолюминесценции экситонных поляритонов из структуры (рис. 8) позволяют оценить характер распространения поляритонов.

Время начала распространения поляритонов меняется в зависимости от плотности мощности возбуждающего лазера (рис.9). Пороговая мощность, соответствующая образованию поляритонного конденсата в основном состоянии, для исследованной структуры была определена по характерному скачкообразному усилению интенсивности излучения из образца и равна 15 мкВт. С увеличением мощности фотовозбуждения распространение поляритонов начинается раньше. Проверка утверждения, что в области пятна возбуждения находится конденсат экситонных поляритонов, будет сделана ниже на основе измерений в k -пространстве.

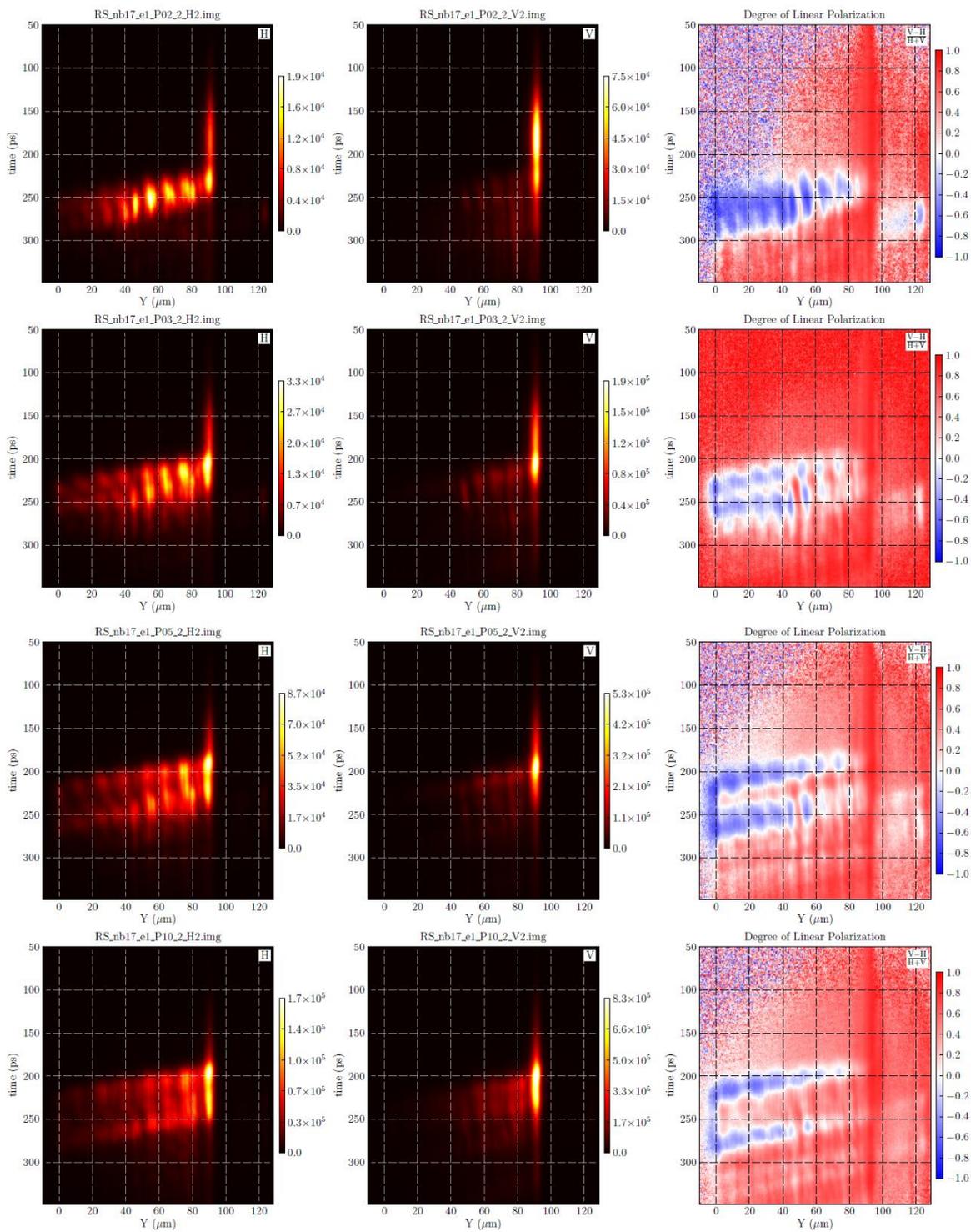


Рис. 8. Временная зависимость распределения излучения в пространстве при возбуждении около края структуры (~ 5 мкм) для мощностей возбуждающего излучения $P = 1.3P_{thr}$, $2P_{thr}$, $3P_{thr}$ и $6P_{thr}$. Для каждой мощности даны горизонтальная (слева) и вертикальная (центр) поляризации, а также построена степень линейной поляризации излучения (справа).

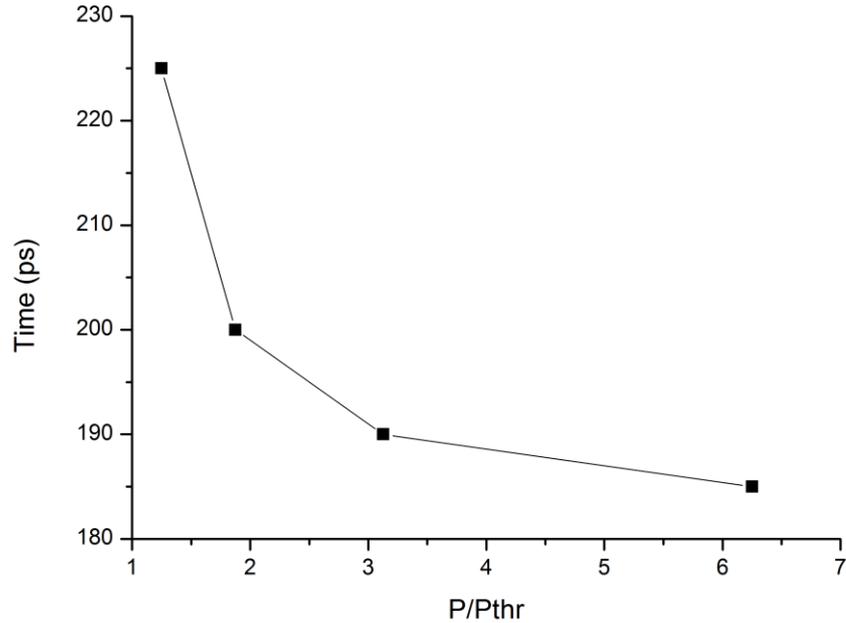


Рис. 9. Зависимость времени начала распространения поляритонов от плотности фотовозбуждения.

В k -пространстве (рис. 10) в области возбуждения наблюдается излучение вблизи $k_x = 0$ (2 верхних спектра). Полуширина линии (рис. 11) слабо меняется со временем и соответствует области возможного существования конденсата

$$d = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{6.28}{1.2 \text{ мкм}^{-1}} \sim 5 \text{ мкм}.$$

Учитывая, что диаметр пятна 5 мкм, получаем, что на всём интервале наблюдения в области пятна возбуждения находится конденсат экситонных поляритонов.

Вторая пара спектров (средний ряд на рис. 10) соответствует границе пятна возбуждения. Здесь наблюдается излучение из двух областей k -пространства, соответствующих противоположным направлениям волнового вектора. Это означает, что поляритоны распространяются не только влево, но и вправо, несмотря на наличие выталкивающего потенциала в области возбуждения. На границе области возбуждения интенсивности, соответствующие волновым векторам противоположных направлений, равны

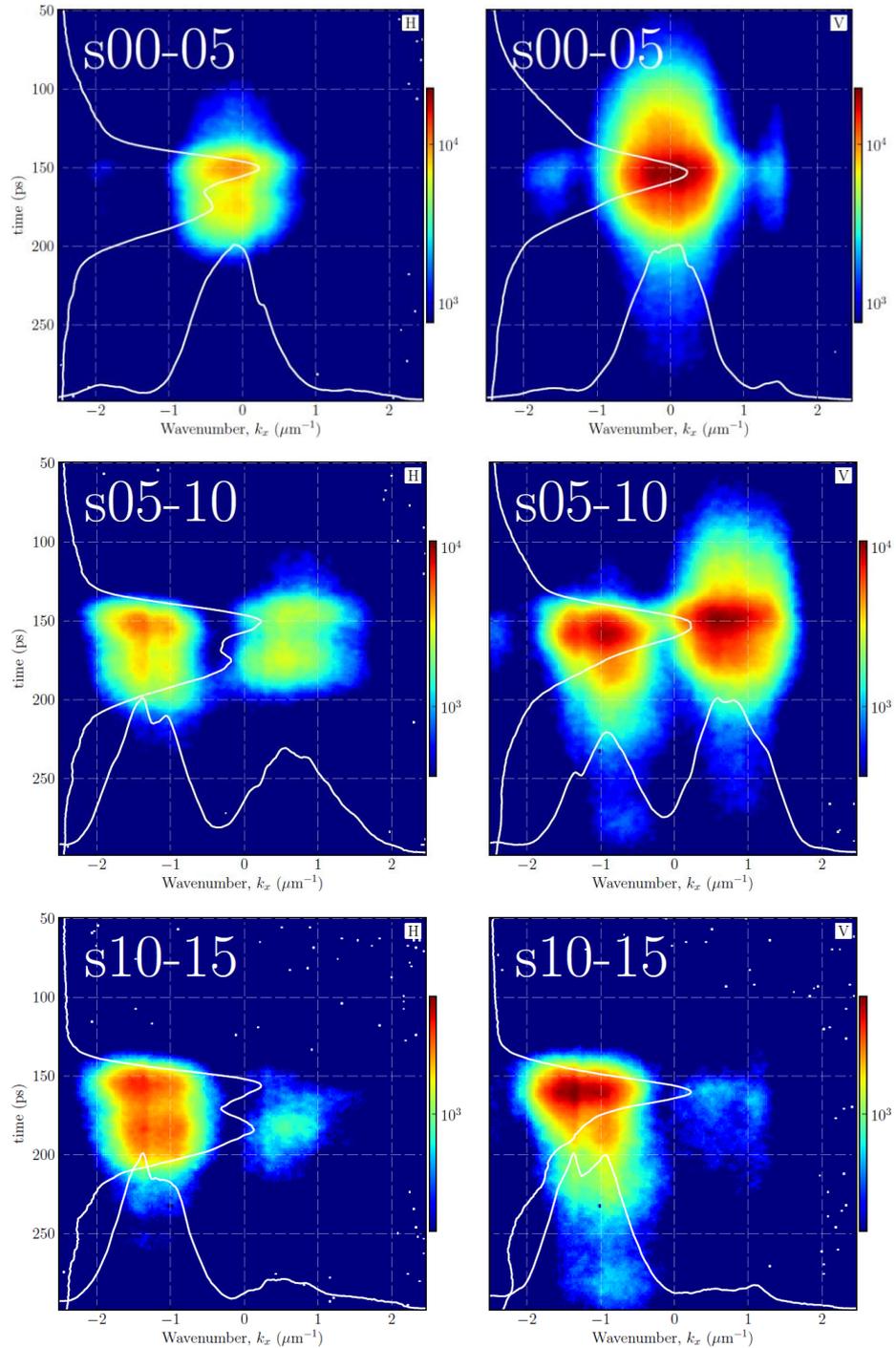


Рис. 10. (Логарифмический масштаб) Временная зависимость спектра излучения в k -пространстве при мощности фотовозбуждения $P = 3P_{thr}$. Микрометрической щелью вырезаны участки: области возбуждения (0-5 мкм от края структуры, верхний ряд), границы области возбуждения (5-10 мкм от края структуры, средний ряд) и за пределами области возбуждения (10-15 мкм от края структуры, нижний ряд). Для каждого участка показаны две линейные поляризации излучения - слева горизонтальная, справа вертикальная. Интегральная интенсивность для каждого измерения показана в линейном масштабе

по порядку величины.

Вне области пятна возбуждения (нижний ряд на рис. 10) также наблюдается излучение из двух областей k-пространства, при этом видно, что соотношение интенсивности между ними другое. Часть поляритонов рассеивается на случайном потенциале и распространяется в обратном направлении.

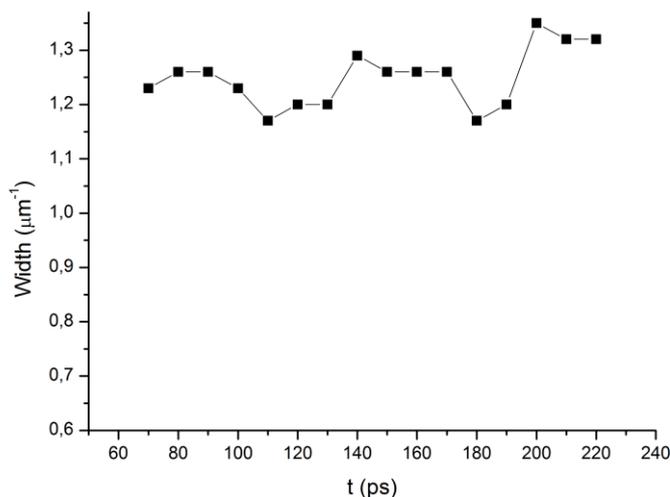


Рис. 11. Полуширина линии излучения из области накачки (0-5 мкм от края структуры) в k-пространстве (см. рис.10).

Измерения временной зависимости спектров излучения в области пятна возбуждения (рис. 12) показывают, что в этой области возбуждаются 3 энергетических уровня [12]. Это состояние реализуется даже при околороговых плотностях фотовозбуждения. Характерная величина синего сдвига в области возбуждения 0,5 мэВ. В пределах каждого уровня размерного квантования сигнал из образца линейно поляризован и расщеплен на 2 компоненты. Величина ТЕ-ТМ поляризации составляет порядка 0,2 мэВ.

Для изучения характера изменения интенсивности излучения при распространении вдоль структуры были сделаны срезы по координате (рис. 13). Для удобства графики распределения были построены в логарифмическом масштабе. Видно, что в процессе распространения

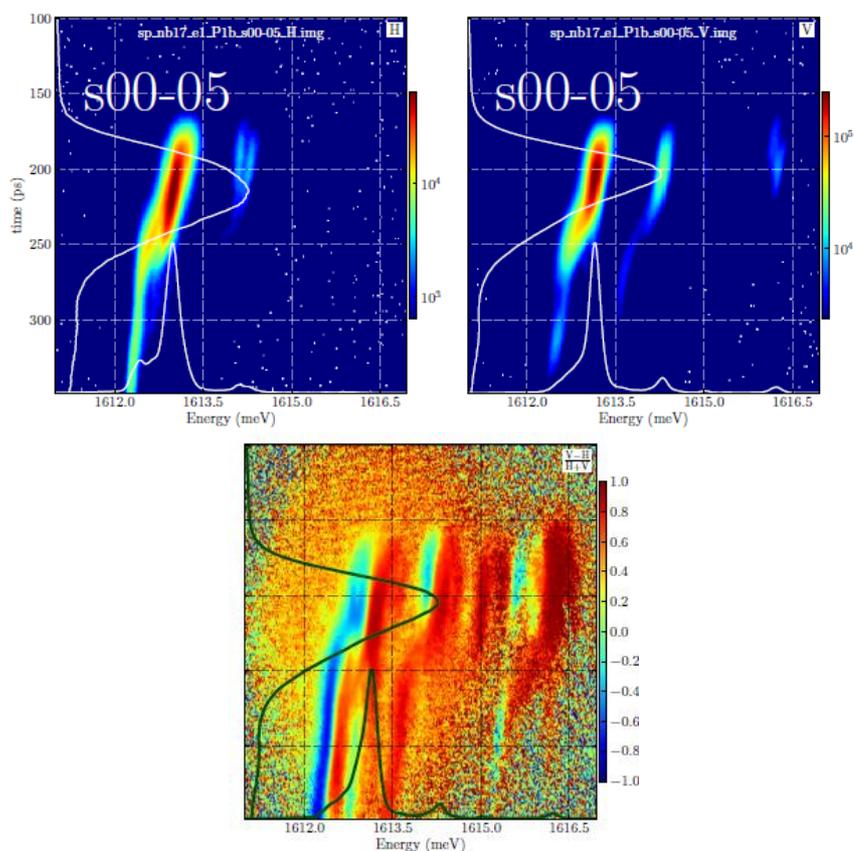


Рис.12. Временная зависимость распределения спектра излучения (слева - горизонтально поляризованный сигнал, по центру – вертикально поляризованный сигнал, справа – степень поляризации). Щель вырезан участок области возбуждения (0-5 мкм от края образца). $P = 6P_{thr}$

конденсата вдоль провода наблюдаются циклические биения интенсивности вертикальной и горизонтальной поляризаций. Конденсат экситонных поляритонов распространяется из зоны возбуждения по структуре с постоянной скоростью, которая может быть измерена по наклону траектории. Для распределения на рис.13 эта скорость составляет около 2 мкм/пс (угловой коэффициент полосы среза).

Правый конец полосы среза соответствует концу импульса возбуждения. В конденсате, вышедшем из области возбуждения, происходят осцилляции линейной поляризации в пределах 30%. Характер затухания при этом отличается от экспоненциального спада, хотя и можно выделить экспоненциальную огибающую, вокруг которой эти колебания происходят. Причиной этих колебаний является интерференция встречных поляритонов,

рассеявшихся на случайном потенциале. Срезы был построен для двух времени задержки. Эффект наблюдается при произвольном выборе полосы интегрирования и качественно не зависит от соотношения поляризаций сигнала из образца.

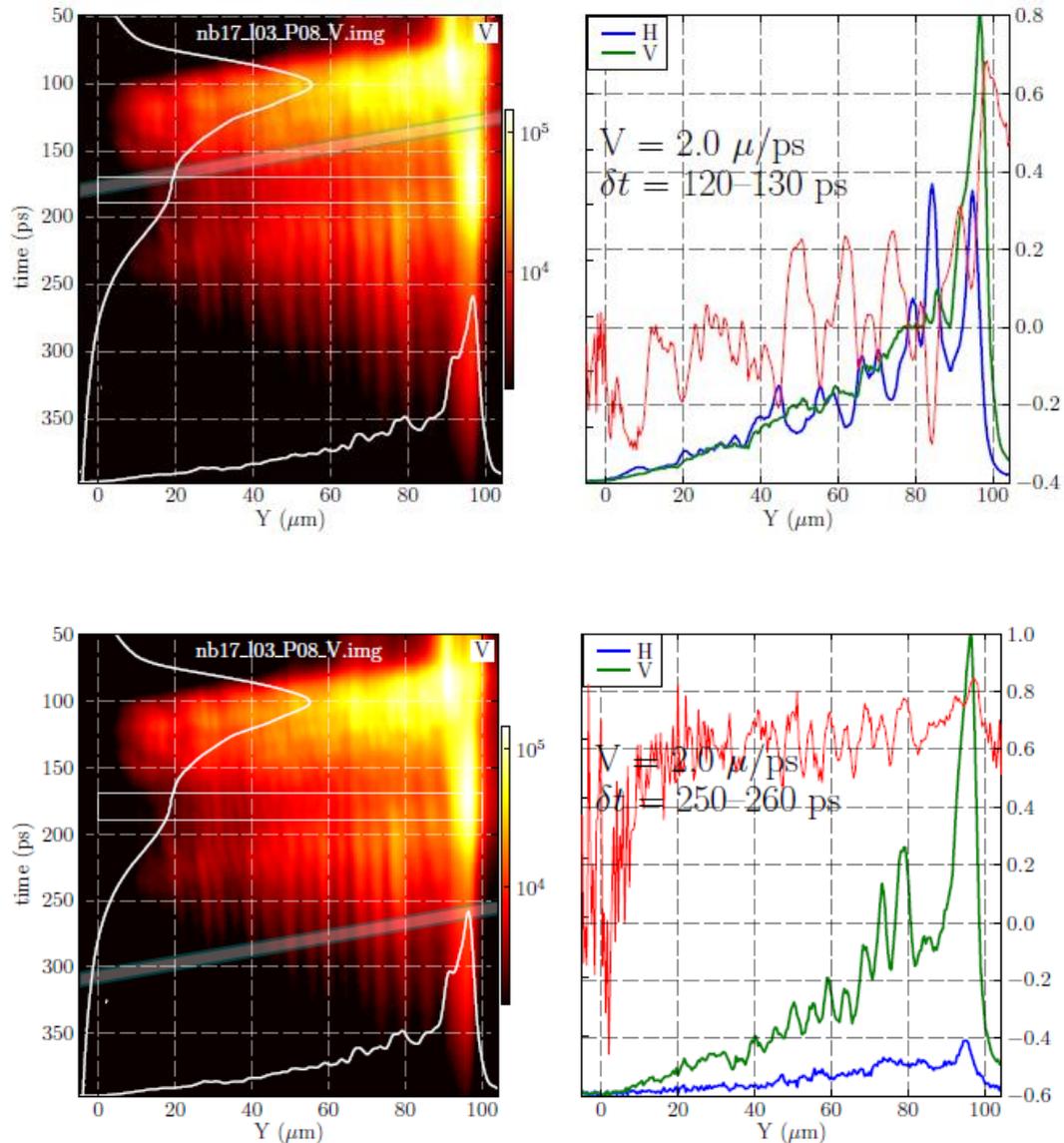


Рис.13. Слева (логарифмическая шкала) - Временная зависимость распределения излучения структуры для мощности возбуждающего излучения $P = 4P_{thr}$. Белым прямоугольником схематически отмечен пространственный размер структуры. На графике также построены интегральные интенсивности в абсолютных единицах. Справа – результат интегрирования по полосам среза (наклонные полосы на графиках слева). Красным построена степень линейной поляризации (шкала справа от графика).

Заключение

В одномерном полупроводниковом микрорезонаторе исследована динамика распространения конденсата экситонных поляритонов и получены следующие результаты:

1. Основное состояние спиновых экситонных поляритонов в одномерном полупроводниковом микрорезонаторе расщеплено на 2 линейно поляризованных (вдоль и поперёк провода) из-за пониженной симметрии провода. Величина расщепления составляет 0.2 мэВ.
2. Найдено, что при локальном межзонном возбуждении провода с размером пятна 5 мкм конденсат поляритонов формируется в области пятна возбуждения, причём заселяется преимущественно верхнее состояние с поляризацией поперёк провода.
3. Обнаружено, что делокализация конденсата из области пятна возбуждения происходит с задержкой несколько десятков пикосекунд, поляритоны распространяются вдоль провода со средней скоростью 2 мкм/пс, а их рассеяние на флуктуациях потенциала приводит к модуляции их плотности в пространстве.

6. Литература

- [1] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa. Observation of coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity, *Phys. Rev. Lett.* 69,3314 (1992)
- [2] E. Yablonovitch. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics, *Phys. Rev. Lett.* 58, 2059 (1987)
- [3] E. L. Ivchenko, G. E. Pikus. Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Properties (Springer, Berlin, 1995)
- [4] R. P. Stanley, R. Houdre, U. Oesterle, M. Ilegems, C. Weisbuch. Impurity modes in one-dimensional periodic systems: The transition from photonic band gaps to microcavities, *Phys. Rev. A* 48, 2246 (1993)
- [5] M.S. Skolnick, T.A. Fisher, D.M. Whittaker. Strong Coupling Phenomena in Quantum Microcavity Structures, *Semiconductor Science and Technology* 13 7 645-669 (1998)
- [6] E. L. Ivchenko. Excitonic polaritons in periodic quantum well structures, *Sov. Phys. Solid State* 33, 1344 (1991)
- [7] F. Tassone, F. Bassani, L. C. Andreani. Quantum well reflectivity and exciton-polariton dispersion, *Phys. Rev. B* 45, 6023 (1992)
- [8] A. Kavokin, G. Malpuech. *Cavity Polaritons* (Elsevier, Amsterdam, 2003)
- [9] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J. M. J. Keeling, F. M. Marchetti, M. H. Szymanski, R. André, J. L. Staehli, V.

Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud and Le Si Dang. Bose–Einstein condensation of exciton polaritons, *Nature* 443, 409-414(2006)

[11] E.Wertz et al. Propagation and amplification dynamics of 1D polariton condensates. *Phys. Rev. Lett.* 109, 216404 (2012)

[12] E.Wertz, L. Ferrier, D. D. Solnyshkov, R. Johne, D. Sanvitto, A. Lemaitre, I. Sagnes, R. Grousson, A. V. Kavokin, P. Senellart, G. Malpuech, and J. Bloch, *Nature Phys.* 6, 860 (2010).

[13] D.N. Krizhanovskii. Coexisting Polariton Condensates and Their Temporal Coherence in Semiconductor Microcavities. *Exciton Polaritons in Microcavities: New Frontiers (Springer Series in Solid-State Sciences)* (2012)

[14] G.Nardin. *Phase-Resolved Imaging of Exciton Polaritons* (2011)