

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа Фундаментальной и Прикладной Физики
Кафедра физики твердого тела

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладные математика и физика
(бакалавриат)

Направленность (профиль) подготовки: Фундаментальная и прикладная физика

**ДИНАМИКА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ
КОГЕРЕНТНОСТИ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОННЫХ
СИСТЕМ, РЕЗОНАНСНО ВОЗБУЖДАЕМЫХ В
GAAS МИКРОРЕЗОНАТОРАХ**

(бакалаврская работа)

Студент:

Терешко Сергей Николаевич

(подпись студента)

Научный руководитель:

Кулаковский Владимир Дмитриевич,
д-р физ.-мат. наук, проф., чл.-кор. РАН

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2019

Оглавление

1. Введение	3
2. Литературный обзор	5
2.1 Экситоны Ванье-Мотта в полупроводниках	5
2.2 Электромагнитное поле в планарном полупроводниковом микрорезонаторе (МР)	8
2.3 Экситоны в 2D пределе	12
2.4 Экситонные поляритоны в планарных микрорезонаторах	12
2.5. Пространственная когерентность и корреляторы первого порядка	16
3. Цели и задачи	19
4. Экспериментальная часть	20
4.1. Образец	20
4.2. Схема установки	21
4.3. Схема проведения эксперимента	22
4.4. Экспериментальные особенности	24
5. Результаты	26
5.1. Динамика излучения экситонных поляритонов из всей возбуждаемой области	26
5.2. Локальные свойства экситон-поляритонной системы. Различие динамики экситонных поляритонов в потенциальной ловушке и регулярном потенциале	28
5.3. Динамика поляритонной системы при $T = 40\text{K}$. Влияние фононов	34
6. Заключение	37

1. Введение

Концепция квазичастиц, возникшая в физике в 50-х годах прошлого века, оказалась очень плодотворной во многих разделах физики твердого тела. Вскоре после появления этой концепции физики стали описывать на языке квазичастиц не только одночастичные возбуждения в кристалле, такие как, например, фонон, электрон, дырка, так и возбужденные состояния, формирующиеся в результате их взаимодействия, такие как, например, экситоны или плазмоны. За счет двойственной материально-световой природы параметры такой частицы можно изменять путем воздействия на обе ее компоненты. Исследуемые в работе экситонные поляритоны были рассмотрены теоретически для случая трехмерного кристалла еще в конце 50-х годов прошлого века. Однако экспериментальное исследование таких частиц было сопряжено с рядом трудностей связанных с отсутствием сильного экситон-фотонного взаимодействия в таких системах. Прорывом в области экситонных поляритонов стала работа C.Weisbuch et al [1] 1992 года, где сильное взаимодействие экситона со светом удалось создать в планарном резонаторе. Вследствие высокой добротности резонатора время жизни фотонов, а значит и поляритонов в нем значительно увеличивается, кроме того между зеркалами резонатора значительно увеличивается амплитуда электрического поля световой волны, вследствие чего и увеличивается экситон-фотонное взаимодействие. Из-за этого круг возможных исследований и практических приложений значительно расширяется. Т.к. эффективная масса квазидвумерного экситонного поляритона на 4 порядка меньше, чем масса экситона, бозе-конденсация в такой системе может проходить при существенно меньших плотностях частиц и при температуре вплоть до комнатной [2]. С другой стороны времен жизни поляритонов даже в самых высокодобротных структурах может не хватить для термализации системы и бозе-конденсации в ней. Поэтому интересным является изучение динамики когерентности в экситон-поляритонных системах, с целью

установления факторов влияющих на скорость установления термодинамического равновесия для дальнейшего улучшения когерентных свойств такой системы.

2. Литературный обзор

2.1 Экситоны Ванье-Мотта в полупроводниках

Экситоны в полупроводниках, это квазичастицы, являющиеся по сути связанными электрон-дырочными парами. За счет кулоновского взаимодействия зарядов различных знаков электрон с дыркой притягиваются, и их движение можно описывать на языке движения одной квазичастицы. Экситон является хорошо определенной квазичастицей. Известны два типа экситонов: экситоны Ванье-Мотта [3], радиус которых много больше периода решетки a , и экситоны Френкеля [4], у которых радиус порядка размера решетки. В данной работе рассматриваются экситоны первого типа. При рассмотрении экситонов как возбуждений, за основное состояние принимается полностью заполненная валентная зона и пустая зона проводимости в одноэлектронной модели. Процессу рождения экситона в новой модели (рис. 1б) соответствует выход одного электрона из валентной зоны в зону проводимости с образованием дырки в старой модели (рис. 1а).

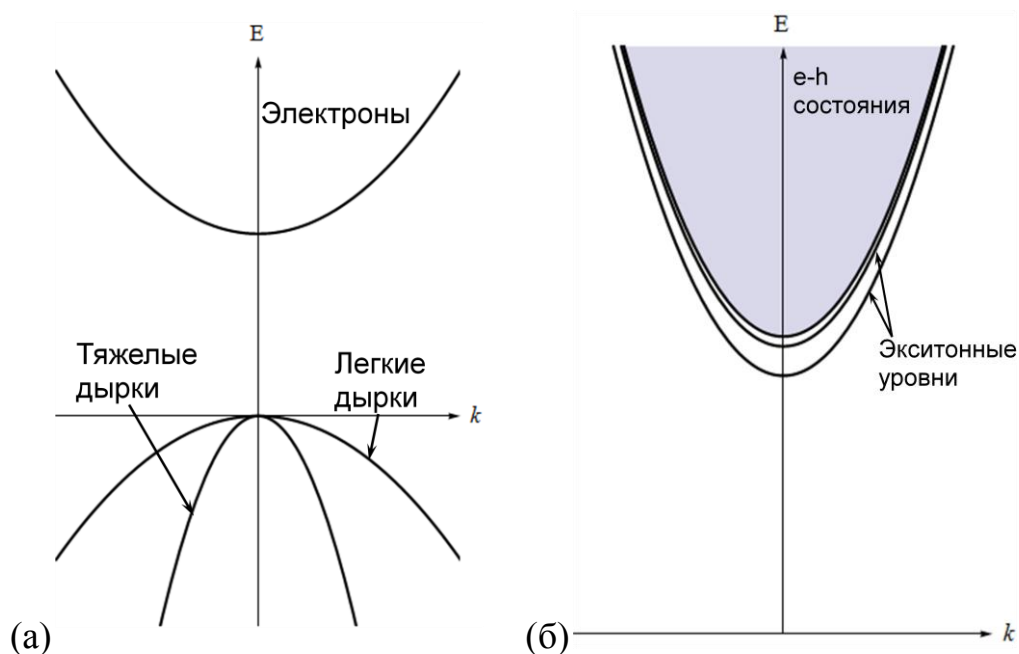


Рисунок 1. Переход от рассмотрения отдельных электронов и дырок (а) к экситонному представлению (б).

Гамильтониан экситона можно записать, используя приближение эффективной массы:

$$H_{ex} = E_e + E_h + U_i = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_e^2}{2m_e} + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_h^2}{2m_h} - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, \mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h$ – координаты и волновые вектора электрона и дырки соответственно; m_e, m_h – их эффективные массы, которые мы предполагаем не зависящими от направления; ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Решение уравнения Шредингера для такого гамильтониана известно и представляет собой решение, аналогичное решению для атома водорода.

После замены $\mathbf{R} = \frac{\mathbf{r}_e m_e + \mathbf{r}_h m_h}{m_e + m_h}$, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h$ уравнение разбивается на два независимых относительно $\mathbf{R}$ и $\mathbf{r}$

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{\mathbf{R}}^2 \psi(\mathbf{R}) = E_R \psi(\mathbf{R}) \quad (2)$$

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{r}}^2 - \frac{e^2}{\varepsilon r}\right) \phi(\mathbf{r}) = E_r \phi(\mathbf{r}) \quad (3)$$

где $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ – приведенная масса, $M = m_e + m_h$ и $E = E_R + E_r$.

Первое уравнение – описывает движение свободной частицы, с известной волновой функцией $\psi_{\mathbf{K}}(\mathbf{R}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \exp(i\mathbf{K}\mathbf{R})$ и энергетическим спектром

$E_R = \frac{\hbar^2 \mathbf{K}^2}{2M}$. Второе уравнение полностью аналогично уравнению для атома водорода, и поэтому его решение также зависит от трех квантовых чисел n, l и m – главного квантового числа, орбитального момента и его проекции – следующим образом: $\phi_{nlm} = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \phi)$ и $E_n = -\frac{e^4 \mu}{2\hbar^2 \varepsilon^2 n^2} = -\frac{R_{ex}}{n^2}$.

Энергия такого водородоподобного состояния отсчитывается от края зоны ионизованных электрон-дырочных состояний E_g , поэтому полная энергия записывается как $E = E_R + E_n + E_g$. Постоянная Ридберга для экситона

$R_{ex} = \frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \varepsilon^2}$ в $\frac{\mu}{m_0 \varepsilon^2}$ раз меньше, чем Ридберг водорода $= 13,6$ эВ, в GaAs это

составляет 4,4 мэВ. Боровский радиус $a_{\text{ex}} = \epsilon \frac{\hbar^2}{\mu e^2} = 110 \text{ \AA}$ для GaAs. Эта величина значительно больше, чем постоянная решетки $d=5.7 \text{ \AA}$, что оправдывает применение метода эффективной массы.

Экситоны можно описать при помощи метода вторичного квантования [5] (это будет необходимо впоследствии для рассмотрения их взаимодействия с электромагнитным полем). Обозначим как $d_{e,\mathbf{k}}^+$ и $d_{h,\mathbf{k}}^+$ операторы рождения электрона в валентной зоне и дырки в зоне проводимости соответственно. Тогда оператор рождения одного экситона с общим волновым вектором $\mathbf{k}$ запишется как $b_{\mathbf{k}}^+ = \sum_{\mathbf{q}} \phi(\mathbf{q}) d_{e, \frac{\mathbf{k}}{2} + \mathbf{q}}^+ d_{h, \frac{\mathbf{k}}{2} - \mathbf{q}}^+$, где $\phi(\mathbf{q}) = \frac{8\sqrt{\pi} a_{\text{ex}}^{3/2}}{[1 + (a_{\text{ex}} \mathbf{q})^2]^2}$ – фурье-компонента волновой функции основного состояния экситона $\phi_{100}(\mathbf{r})$. Тогда гамильтониан во вторично-квантованном виде:

$$H_{\text{ex}} = \sum_{\mathbf{k}} E_{\text{ex}}(\mathbf{k}) (b_{\mathbf{k}}^+ b_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2}) \quad (4)$$

Поскольку экситон состоит из двух связанных фермионов, оператор $b_{\mathbf{k}}^+$ в пределе бесконечно малой концентрации $\frac{a_{\text{ex}}^3 N}{V} \rightarrow 0$ должен быть бозе-оператором, и удовлетворять стандартным правилам коммутации:

$$[b_{\mathbf{k}}, b_{\mathbf{k}'}^+] \equiv b_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}'}^+ - b_{\mathbf{k}'}^+ b_{\mathbf{k}} = \delta_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} \quad (5)$$

Однако в общем случае, это соотношение заменяется на

$$[b_{\mathbf{k}}, b_{\mathbf{k}'}^+] = \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} - \sum_{\mathbf{q}} \phi\left(\mathbf{q} + \frac{\mathbf{k}}{2}\right) \phi\left(\mathbf{q} + \frac{\mathbf{k}'}{2}\right) (d_{e, \mathbf{k}'+\mathbf{q}}^+ d_{e, \mathbf{k}+\mathbf{q}} + d_{h, \mathbf{k}'+\mathbf{q}}^+ d_{h, \mathbf{k}+\mathbf{q}}) \quad (6)$$

Видно, что при малых концентрациях $\frac{a_{\text{ex}}^3 N}{V} \rightarrow 0$ отклонение пропорционально $\frac{a_{\text{ex}}^3 N}{V}$, и следовательно экситоны можно рассматривать как бозоны до тех пор, пока концентрация не увеличится настолько, что это соотношение не будет выполняться.

2.2 Электромагнитное поле в планарном полупроводниковом микрорезонаторе (МР)

Полупроводниковый МР состоит из активного слоя и двух окружающих его брэгговских зеркал. Зеркала образуют резонатор, усиливающий электромагнитное поле в активном слое.

Брэгговское зеркало – это гетероструктура, состоящая из чередующихся слоев полупроводников с разными коэффициентами преломления. Отражаясь от различных слоёв, электромагнитная волна интерферирует сама с собой, результатом этого является почти полное отражение в районе длины волны

$$\lambda_{Br} = 2 * (l_1 n_1 + l_2 n_2), \quad (7)$$

Здесь l_1 и l_2 толщины слоев с показателями преломления n_1 и n_2 соответственно. Обычно l_1 и l_2 выбирают так, чтобы $l_1 n_1 = l_2 n_2 = \lambda_{Br}/4$. Образующаяся “запрещенная зона” будет иметь ширину

$$\Delta\lambda = \frac{2 * \lambda_{Br} * |n_1 - n_2|}{\pi * n_{eff}}, \quad (8)$$

где n_{eff} – эффективный показатель преломления, для близких n_1 и n_2

$n_{eff} = \frac{n_1 + n_2}{2}$. Коэффициент отражения в запрещенной зоне можно записать как [6]

$$R_{max} = 1 - 4 \frac{n_{ext}}{n_{act}} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^{2N}, \quad (9)$$

где n_{act} , n_{ext} – коэффициенты преломления активного слоя и внешней среды соответственно, N – количество пар слоев. Легко видеть, что при высоких N и не слишком мало отличающимся от 1 отношением $\frac{n_2}{n_1}$, коэффициент R_{max} может достигать значений 0,999 и выше, следовательно, брэгговское зеркало является очень хорошим зеркалом для света в запрещенной зоне.

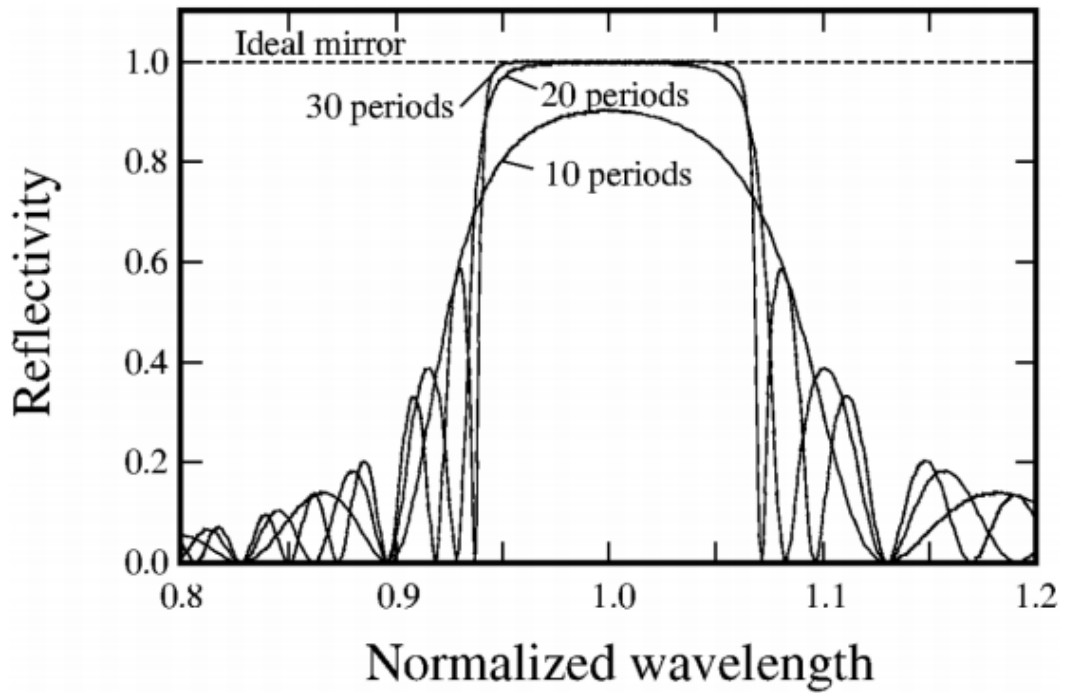


Рисунок 2. Типичная зависимость коэффициента отражения брегговского зеркала от приведенной длины волны λ/λ_{Br} . График взят из книги [7]

Теперь, если в резонатор Фабри-Перо из двух брегговских зеркал поместить активный слой толщиной $L_c = \frac{\lambda_{Br}}{2n_{act}} \nu$, где ν – целое число, то для фотона с длиной волны вблизи λ_{Br} коэффициент отражения можно записать как

$$R = \frac{4R_{max} \sin^2(\phi/2)}{(1-R_{max})^2 + 4R_{max} \sin^2(\phi/2)}, \quad (10)$$

где ϕ – набег фазы фотона в резонаторе. За счет конструктивной интерференции амплитуда стоячих электромагнитных волн в таком резонаторе значительно увеличивается. Для коэффициента отражения наблюдается узкий провал вблизи резонансного значения длины волны, обусловленный этой интерференцией.

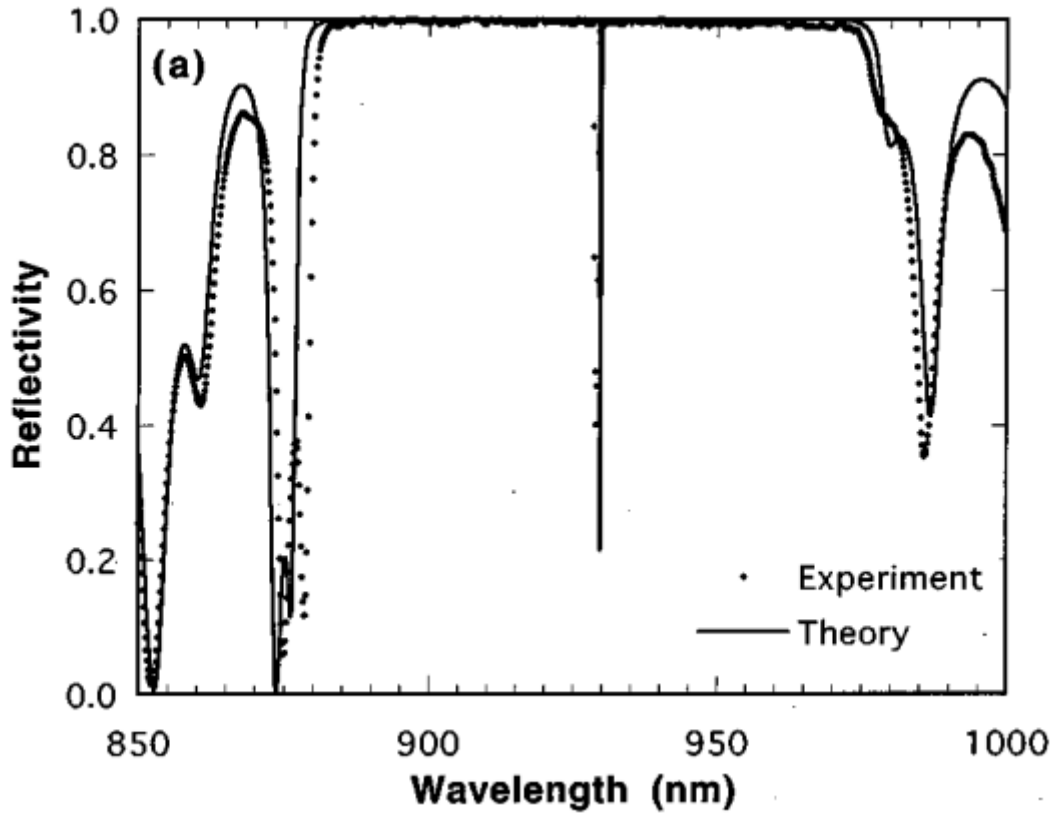


Рисунок 3. Зависимость коэффициента отражения резонатора из двух брегговских зеркал от длины волны. График взят из работы [8]

Из этой формулы можно также получить выражение для добротности МР, как отношение длины волны к ширине резонанса

$$Q = \frac{\lambda_{Br}}{\Delta\lambda_{Br}} \cong \frac{\pi\sqrt{R_{max}}}{1-R_{max}} \quad (11)$$

Добротность является достаточно важной величиной для полупроводниковых МР, поскольку она показывает число (пере)отражений фотона до выхода из резонатора.

Поскольку движение фотона вдоль некоторой оси (оси Z) квантуется, то спектр фотона также претерпевает изменения:

$$\begin{aligned} E_{ph} &= \frac{\hbar kc}{n_c} = \frac{\hbar c}{n_c} \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = \frac{\hbar c}{n_c} \sqrt{(k_x^2 + k_y^2) + \left(\frac{\pi}{L_c} \nu\right)^2} = \\ &= \frac{\hbar c}{n_c} \sqrt{\mathbf{k}_{\parallel}^2 + \left(\frac{\pi}{L_c} \nu\right)^2} = E_{ph}(\mathbf{k}_{\parallel}, \nu), \end{aligned} \quad (12)$$

Теперь его энергия зависит от величины планарного волнового вектора $\mathbf{k}_{\parallel}$ и числа ν , которое обозначает, какое количество полуволен уместается на длине резонатора. График зависимости $E_{ph}(\mathbf{k}_{\parallel}, \nu)$ выглядит так

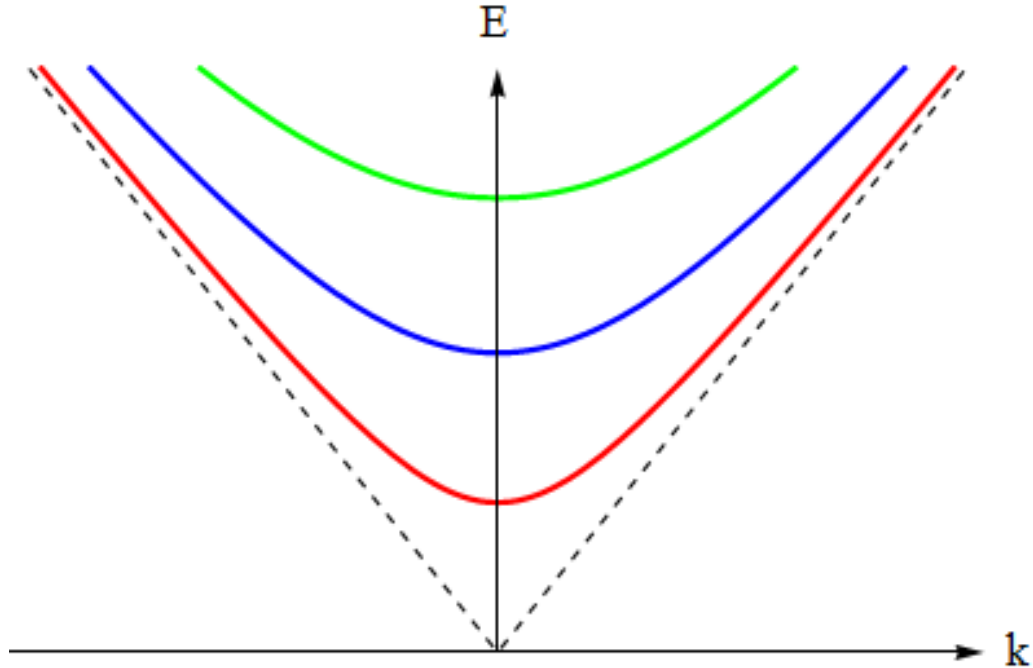


Рисунок 4. Спектры фотонных мод с различным ν – цветные линии ($\nu = 1$ – красная, $\nu = 2$ – синяя, $\nu = 3$ – зеленая). Пунктирная линия иллюстрирует спектр свободного фотона $E = \hbar ck$

Видно, что в области малых планарных волновых векторов спектр является почти параболическим, а при больших $\mathbf{k}_{\parallel}$ стремится к дисперсии фотона в свободном пространстве. Разложим E_{ph} в области малых $\mathbf{k}_{\parallel}$ в ряд Тейлора до второго слагаемого.

$$E_{ph}(\mathbf{k}_{\parallel}) = \frac{\hbar c}{n_c} \sqrt{\mathbf{k}_{\parallel}^2 + \left(\frac{\pi}{L_c}\right)^2} \approx \frac{\hbar c}{n_c} \frac{\pi}{L_c} \left(1 + \frac{\mathbf{k}_{\parallel}^2 L_c^2}{2\pi}\right) = E_{ph}(0) + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_{\parallel}^2}{2m_{ph}^{2D}} \quad (13)$$

Энергия фотона в этом пределе состоит из двух частей. Первая – это энергия размерного квантования фотона в резонаторе, в то время как вторая соответствует кинетической энергии движения в плоскости с “массой”

$$m_{ph}^{2D} = \frac{2\pi\hbar n_c^2}{\lambda_{Br} c} \quad (14)$$

В GaAs масса двумерного фотона $m_{ph}^{2D} \approx 3,4 \cdot 10^{-35}$ кг, что на 4 порядка меньше массы экситона в GaAs.

2.3 Экситоны в 2D пределе

Свойства экситонов, пространственно ограниченных в одном направлении, также будут отличаться от свойств их трехмерных аналогов. Эти эффекты уже могут наблюдаться при толщине пластинки d порядка размера экситона a_{ex} . В пределе очень узкой ямы $a_{\text{ex}}^{2D} = \frac{a_{\text{ex}}}{2}$, и энергия экситона $R_{\text{ex}}^{2D} = 4R_{\text{ex}}$ [9]. Для достижения эффективной двумерности экситонов их помещают в одномерную квантовую яму.

2.4 Экситонные поляритоны в планарных микрорезонаторах

Поляритоны, в свою очередь, являются квазичастицами, представляющими собой суперпозицию фотона и поляризационного возбуждения среды, например фонона, экситона или плазмона. Впервые поляритоны исследовались в пионерских работах Хопфилда и Пекара [10][11]. Исследуемые в работе экситонные поляритоны являются квантовой суперпозицией экситона и фотона в планарном МР.

Для экситонов и фотонов в двумерной системе переменной, определяющей их поведение, является планарная часть волнового вектора $\mathbf{k}_{\parallel}$. В предположении малой концентрации $\frac{a_{\text{ex}}^3 N}{V} \rightarrow 0$, гамильтониан системы из экситонов и фотонов можно приближенно записать как

$$H = \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} E_{\text{cav.ph}}(\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}_c) a_{\mathbf{k}_{\parallel}}^{\dagger} a_{\mathbf{k}_{\parallel}} + \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} E_{\text{ex}}(\mathbf{k}_{\parallel}) b_{\mathbf{k}_{\parallel}}^{\dagger} b_{\mathbf{k}_{\parallel}} + \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} g(\mathbf{k}_{\parallel}) (a_{\mathbf{k}_{\parallel}}^{\dagger} b_{\mathbf{k}_{\parallel}} + a_{\mathbf{k}_{\parallel}} b_{\mathbf{k}_{\parallel}}^{\dagger}), \quad (15)$$

где $a_{\mathbf{k}_{\parallel}}^{\dagger}, b_{\mathbf{k}_{\parallel}}^{\dagger}$ – оператор рождения фотона и экситона, соответственно, $g(\mathbf{k}_{\parallel})$ – величина экситон-фотонного взаимодействия. Из вида гамильтониана следует прозрачная физическая картина того, что происходит в такой

системе. Находясь в резонаторе, фотон может провзаимодействовать с электронами и родить возбуждение – экситон. Экситон будет иметь тот же планарный волновой вектор $\mathbf{k}_{\parallel}$, что и пролетевший фотон. Двигаясь дальше, экситон может рекомбинировать с излучением фотона, с тем же вектором $\mathbf{k}_{\parallel}$. Темп превращения экситона в фотон и обратно равен $\tau_{osc} = \frac{2\pi\hbar}{g}$.

Далее, в силу того, что волновой вектор в направлении нормали к резонатору почти не возникает в рассмотрении, будем опускать индекс $\parallel$ и говорить о просто волновом векторе

Такой гамильтониан можно диагонализировать, взяв новые операторы p_k и q_k , как следующую линейную комбинацию операторов a_k и b_k

$$\begin{aligned} p_k &= X_k b_k + C_k a_k \\ q_k &= -C_k b_k + X_k a_k, \end{aligned} \tag{16}$$

X_k, C_k – вещественные.

Коэффициенты здесь должны удовлетворять условию $X_k^2 + C_k^2 = 1$ для выполнения соотношений коммутации $[p_k, p_k^\dagger] = [q_k, q_k^\dagger] = 1$ – такое преобразование является унитарным.

Коэффициенты X_k и C_k называются коэффициентами Хопфилда, и имеют вид

$$\begin{aligned} X_k^2 &= \frac{1}{2} - \frac{\Delta(k)}{2\sqrt{\Delta^2(k) + 4g^2}} \\ C_k^2 &= \frac{1}{2} + \frac{\Delta(k)}{2\sqrt{\Delta^2(k) + 4g^2}} \end{aligned} \tag{17}$$

Здесь $\Delta(\mathbf{k}) = E_{ph}(\mathbf{k}) - E_{ex}(\mathbf{k})$ – расстройка между энергией фотона и экситона с волновым вектором $\mathbf{k}$.

Преобразованный гамильтониан выглядит следующим образом:

$$H = \sum_{\mathbf{k}} E_{\text{LP}}(\mathbf{k}) p_{\mathbf{k}}^{\dagger} p_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}} E_{\text{UP}}(\mathbf{k}) q_{\mathbf{k}}^{\dagger} q_{\mathbf{k}}, \quad (18)$$

где

$$E_{\text{LP,UP}}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} [E_{\text{ex}}(\mathbf{k}) + E_{\text{ph}}(\mathbf{k}) \pm \sqrt{4g^2 + (E_{\text{ex}}(\mathbf{k}) - E_{\text{ph}}(\mathbf{k}))^2}] - \quad (19)$$

энергии новых возбуждений – поляритонов на нижней (LP) и верхней (UP) поляритонной ветвях. Операторы $p_{\mathbf{k}}^{\dagger}$ и $q_{\mathbf{k}}^{\dagger}$ в таком случае соответствуют операторам рождения таких возбуждений. Иногда в таких системах используется величина $\Omega = 2g$ – расщепление ветвей в точке, где $E_{\text{ex}}(\mathbf{k}) - E_{\text{ph}}(\mathbf{k}) = 0$.

В написанном выше гамильтониане рассматривался идеальный кристалл, то есть кристалл без дефектов и других возбуждений. Учет рассеяния поляритонов на возбуждениях, дефектах или на границах приводит к конечному времени жизни поляритона. Для того чтобы можно было говорить об образовании новой квазичастицы, необходима сильная связь (strong coupling) между световой и материальной частями. Наличие сильной связи означает, что энергия взаимодействия фотона с экситоном больше, чем характерное уширение уровня поляритона из-за рассеяния экситона или вылета фотона из образца. Иными словами, за время жизни поляритона должно пройти достаточно много осцилляций между фотонной и экситонной компонентами.

Для достижения сильной связи, во-первых, резонаторы стремятся сделать как можно более добротными. В этом случае возрастает время жизни фотона и уменьшается связанное с конечным временем жизни фотона уширение его уровня. В современных образцах Q принимает значения в несколько десятков тысяч. Кроме того, квантовые ямы, где должны находиться экситоны помещают в пучности электрического поля волны для увеличения поглощения, поскольку при усилении поглощения снижается период осцилляций между компонентами.

В физике поляритонов важной величиной является детюнинг (detuning) или расстройка $\Delta_0 = E_{\text{ph}}(0) - E_{\text{ex}}(0)$ – разница в энергии между минимальными энергиями фотонной и экситонной моды. Различный по знаку и величине детюнинг приводит к довольно сильным различиям в свойствах экситон-поляритонных систем. Например, на рисунке 5 представлены спектры $E_{\text{LP}}(\mathbf{k})$ и $E_{\text{UP}}(\mathbf{k})$ и коэффициенты Хопфилда X_k^2 и C_k^2 для различных вариантов расстройки.

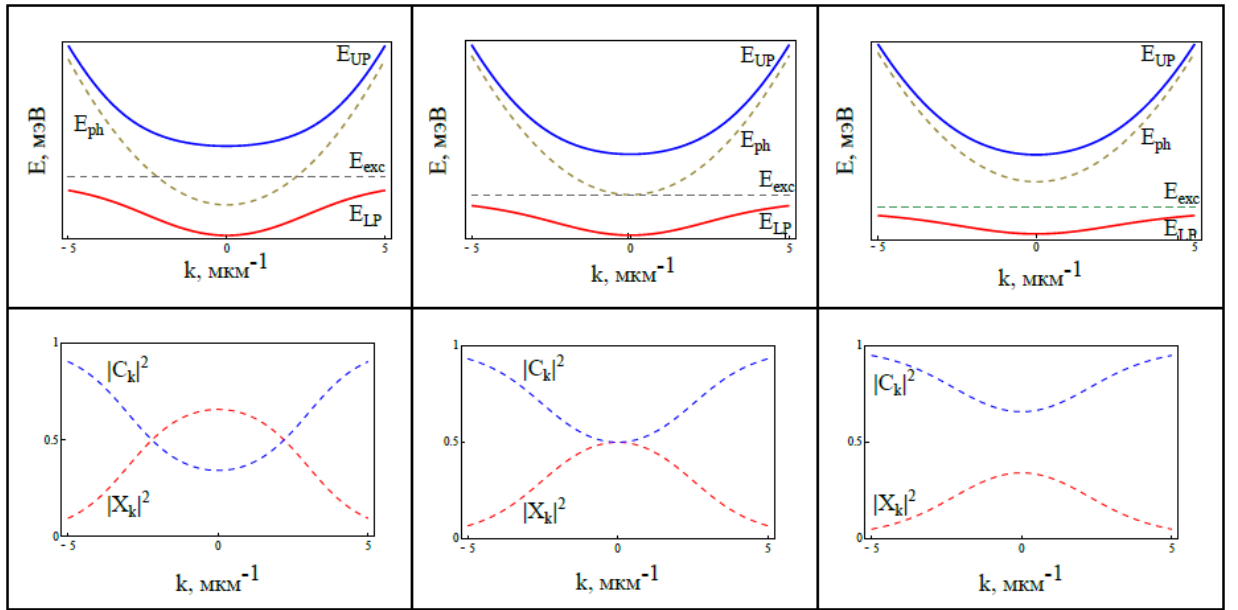


Рисунок 5. Спектры квазичастиц (поляритонов, двумерных фотонов и экситонов) и коэффициенты Хопфилда для различных значений Δ_0 : левый столбец $\Delta_0 < 0$, центральный столбец $\Delta_0 = 0$, правый столбец $\Delta_0 > 0$.

Вблизи нулевого планарного волнового вектора спектр нижней и верхней поляритонных ветвей имеет вид параболы

$$E_{\text{LP,UP}}(\mathbf{k}) \simeq E_{\text{LP,UP}}(0) + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_{\text{LP,UP}}} \quad (20)$$

При этом величины эффективных масс определяются при помощи коэффициентов Хопфилда

$$\frac{1}{m_{\text{LP}}} = \frac{X^2}{m_{\text{ex}}} + \frac{C^2}{m_{\text{ph}}} \quad (21)$$

$$\frac{1}{m_{\text{UP}}} = \frac{c^2}{m_{\text{ex}}} + \frac{X^2}{m_{\text{ph}}}$$

Как показано в (14) $m_{\text{ph}} \ll m_{\text{ex}}$, следовательно $m_{\text{LP}} \simeq m_{\text{ph}}/C^2 \sim \sim 10^{-4} m_{\text{ex}}$, $m_{\text{UP}} \simeq m_{\text{ph}}/X^2$. Т.к. поляритон при малых плотностях является бозоном, то в системе поляритонов может происходить бозе-конденсация. При этом, т.к. масса поляритона на нижней ветви на 4 порядка меньше, чем масса экситона, то бозе-конденсация в поляритонной системе может происходить при значительно меньших плотностях накачки и значительно больших температурах, чем в экситонной системе. При больших k спектры поляритонов на верхней и нижней ветви становятся схожи со спектрами фотонов и экситонов соответственно и в этом случае $m_{\text{LP}} \simeq m_{\text{ex}}$. Эффективная масса нижних поляритонов меняется на 4 порядка при изменении волнового вектора, что сильно влияет на динамику их релаксации.

2.5. Пространственная когерентность и корреляторы первого порядка

При исследовании систем бозе-частиц важным является исследование их когерентности вследствие высокой когерентности таких систем после бозе-эйнштейновской конденсации. В таком конденсате макроскопическое число частиц занимают одно квантовое состояние, вследствие чего могут наблюдаться корреляции между участками конденсата, разнесенными в пространстве и времени. Пространственно-временные корреляторы различного порядка показывают связь между различными участками конденсата.

Матрица плотности, соответствующая волновой функции конденсата, содержит отличные от нуля недиагональные элементы, именуемые недиагональным крупномасштабными параметрами порядка — ODLRO (согласно терминологии, впервые введенной Пенроузом и Онсагером в 1956

г. [12], см. также работу Беляева [13] и Янга [14]). Экспериментально такие недиагональные элементы могут быть измерены при помощи функций когерентности (корреляторов) первого порядка.

Коррелятор первого порядка по определению

$$g^{(1)}(\mathbf{r}_1, t_1, \mathbf{r}_2, t_2) = \frac{\langle \hat{\psi}^\dagger(\mathbf{r}_1, t_1) \hat{\psi}(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle}{\sqrt{\langle \hat{\psi}^\dagger(\mathbf{r}_1, t_1) \hat{\psi}(\mathbf{r}_1, t_1) \rangle} \sqrt{\langle \hat{\psi}^\dagger(\mathbf{r}_2, t_2) \hat{\psi}(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle}} \quad (22)$$

Такой коррелятор нормирован на единицу, то есть $g^{(1)}(\mathbf{r}_1, t_1, \mathbf{r}_2, t_2) = 1$, если система абсолютно когерентна по $\mathbf{r}$ и t , и $g^{(1)} = 0$, в случае полного отсутствия корреляций. В работе измеряется амплитуда поля в один и тот же момент времени, так что можно принять $t_1 = t_2$ и на время "забыть" о зависимости от времени. Кроме того, для упрощения можно заменить операторы рождения и уничтожения на соответствующие волновые функции. Получится функция когерентности вида

$$g^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{\langle \psi^*(\mathbf{r}_1) \psi(\mathbf{r}_2) \rangle}{\sqrt{\langle |\psi(\mathbf{r}_1)|^2 \rangle} \sqrt{\langle |\psi(\mathbf{r}_2)|^2 \rangle}} \quad (23)$$

Эксперимент по измерению пространственной когерентности проводился по схеме Майкельсона, описанной в главе «Экспериментальная часть». Из изображений, полученных при помощи оптической системы с высоким разрешением, извлекалась видность интерференционной картины.

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (24)$$

Интенсивность света на детекторе можно записать, как

$$I(x) = I_1(x) + I_2(x) + 2\sqrt{I_1 I_2} g^{(1)}(x, -x) * \cos(2 * k * \alpha * x + \delta\phi) \quad (25)$$

где I_1 и I_2 – интенсивности от первого и второго плеча, соответственно, k – волновой вектор, α – угол схождения лучей, $\delta\phi$ – разность фаз между плечами, которую можно регулировать движением зеркал. Минимальное и максимальное значение I получаются при значении косинуса 1 и -1 соответственно. Меняя $\delta\phi$, мы можем найти минимальное и максимальное

значение интенсивности, а значит и видность V . Выражая V через $g^{(1)}$, легко получить

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2} g^{(1)}(x, -x)}{I_1 + I_2} = \frac{2g^{(1)}(x, -x)}{\sqrt{R} + \sqrt{\frac{1}{R}}} \quad (26)$$

где $R = \sqrt{\frac{I_1}{I_2}}$, R – величина порядка единицы.

3. Цели и задачи

Целью работы является изучение пространственной когерентности экситон-поляритонной системы в условиях резонансного возбуждения слабокогерентным источником.

В связи с этим были поставлены следующие задачи:

- Собрать схему, удовлетворяющую всем условиям по возбуждению, с высоким пространственным и временным разрешением
- Провести измерения зависимостей распределения в k - (ширина линии) и Γ - (интерференция) пространствах от времени, в различных условиях
- При необходимости дополнить эти измерения исследованием зависимости распределения энергии от времени

4. Экспериментальная часть

4.1. Образец

Исследуемый образец представляет собой полупроводниковую гетероструктуру, выращенную методом молекулярно лучевой эпитаксии. На подложку из GaAs наносятся 29 брегговских пар слоев GaAs/AlAs. За ними следует активный 2λ -слой, в котором в четырех максимумах амплитуды электрического поля располагаются 12 квантовых ям $\text{In}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$ по три в каждой. Между собой в каждом максимуме ямы разделены слоем GaAs. Сверху на них наносится второе зеркало – 25 брегговских пар слоев GaAs/AlAs. Полученная гетероструктура изображена на рисунке 6(а). На рисунке 6(б) показаны спектры дисперсии квазичастиц в такой гетероструктуре.

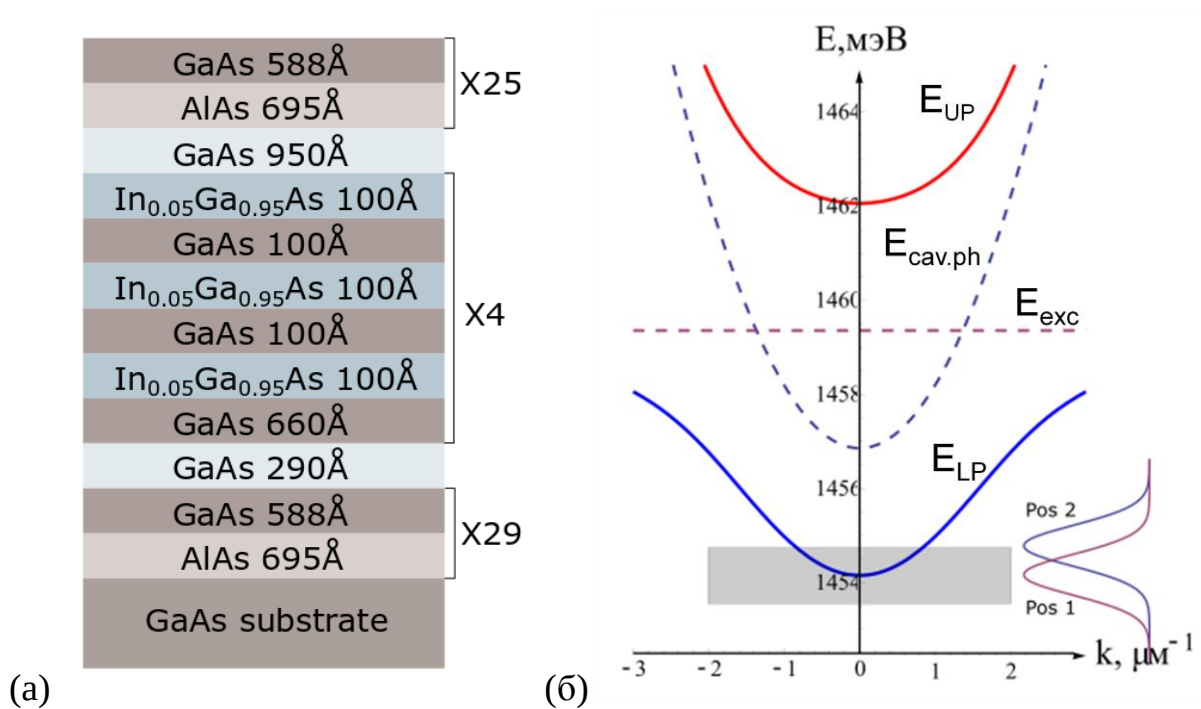


Рисунок 6. (а) Структура образца. (б) Зависимость E от k для нижнего поляритона (синяя ветка), верхнего поляритона (красная ветка), экситона (пунктирная прямая) и резонаторного фотона (пунктирная парабола). Прямоугольник в нижней части отражает распределение импульсного лазера по E и k . Гауссовы кривые иллюстрируют спектры лазера, когда его частота совпадает с $E_{LP}(0)/\hbar$ и когда она находится на 0,5 мэВ выше по энергии.

Дно фотонной моды $E_{ph}(0)$ находится на уровне 1456,9 мэВ, расстройка $\Delta_0 = -2,5$ мэВ, Раби-расщепление $\Omega = 7,5$ мэВ, добротность $Q \sim 5 \cdot 10^4$. При таких параметрах гетероструктуры дно нижней и верхней поляритонных ветвей находятся на уровне $E_{LP}(0) = 1454$ мэВ, $E_{UP}(0) = 1462,1$ мэВ.

Исследуемый образец помещен в оптический гелиевый криостат и охлажден до температуры ~ 2 К. Такая температура достигалась за счет откачки гелия. Образец был помещен в криостат между кварцевыми окошками, так, чтобы “верхнее” зеркало было близко к выходному окошку, за счет чего поляритонная система могла быть исследована с высоким пространственным разрешением.

4.2. Схема установки

Общая схема установки представлена на рисунке 7.

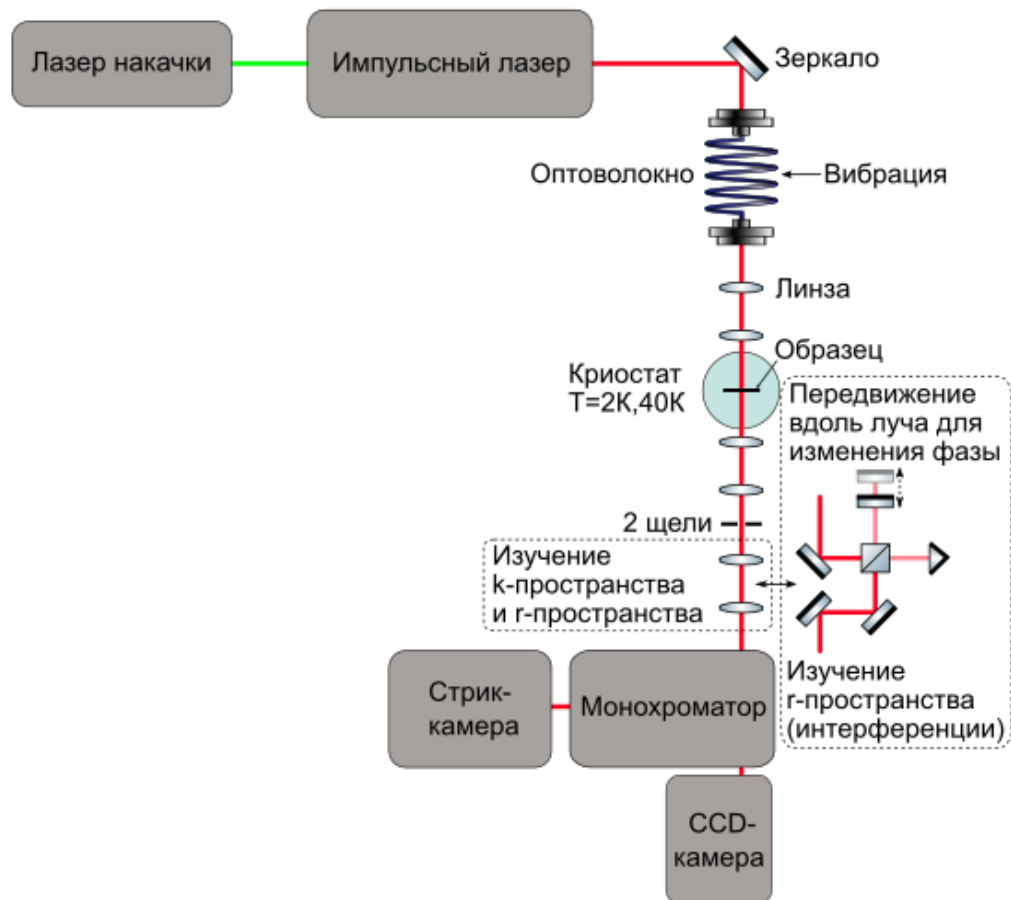


Рисунок 7. Общая схема установки.

Образец исследовался в пропускаемом свете. Дно поляритонной зоны находится на уровне $E_{LP}(0) = 1454$ мэВ, что соответствует длине волны $\lambda \simeq 852,7$ нм. Лазер MilleniaPrime использовался для накачки импульсного титан-сапфирового лазера Tsunami (оба фирмы Spectra Physics). Он в свою очередь выдавал импульсы длительностью 3 пс с частотой 80 МГц на длине волны $\lambda = 852,7$ нм. Спектральная полуширина такого импульса составляла $\delta E = 1$ мэВ, так что экситонные состояния на уровне $E_{ex}(0) = 1459,4$ мэВ не возбуждались.

Импульсы лазера попадали в блокиратор, затем через несколько зеркал и пластинку ослабителя в длинный оптоволоконный кабель, который был смотан кольцами. После прохождения сигнала через бухту такого кабеля, пространственная когерентность выходного сигнала значительно снижалась. Соответственно, система возбуждалась слабокогерентным светом. После выхода из оптоволоконного кабеля импульс фокусировался на образце при помощи линзы и объектива в пятно поперечным размером ~ 100 мкм.

Выходной сигнал уже от поляритонной системы собирался при помощи другого объектива и следовал на линзу с другим фокусным расстоянием. Система из объектива и линзы перебрасывала увеличенное в 9.5 раз исходное изображение на фокус линзы, где стояли две щели – вертикальная и горизонтальная. Они вырезали небольшое окно в полученном изображении для изучения выделенной области. После щели были установлены еще две линзы, увеличивающие изображение в ~ 4 раза. Увеличенное и фильтрованное изображение попадало на монохроматор, откуда переходило на стрик-камеру (streak camera) или CCD-камеру. Пространственное разрешение подобной системы получалось около $1,5$ мкм, разрешение в обратном пространстве $0,07$ мкм⁻¹, временное разрешение стрик-камеры порядка 10 пс.

4.3. Схема проведения эксперимента

Схема установки при изучении интерференционной картины несколько отличалась от описанной выше. Здесь, после щелей сигнал при помощи зеркала отводился вбок и шел на интерферометр Майкельсона (рисунок 8а). Луч попадал на светоделитель и расщеплялся на две части. Первая шла на зеркало, установленное на подвижке, которая позволяла контролируемо изменять положение на очень небольшие расстояния (меньше длины волны). За счет этого можно было изменять относительную фазу двух плеч интерферометра. Второе плечо представляло собой отражающую призму. Она меняла в падающем луче координату x на $-x$ (рисунок 8б). После изображения объединялись при помощи светоделителя и вновь выводились на оптическую ось. Результирующая интенсивность выражается формулой (25). Результаты измерений, проведенных для нескольких величин относительной фазы, интерполируются косинусоидальной кривой и из параметров этой кривой находят видность V и функция когерентности $g^{(1)}(x)$

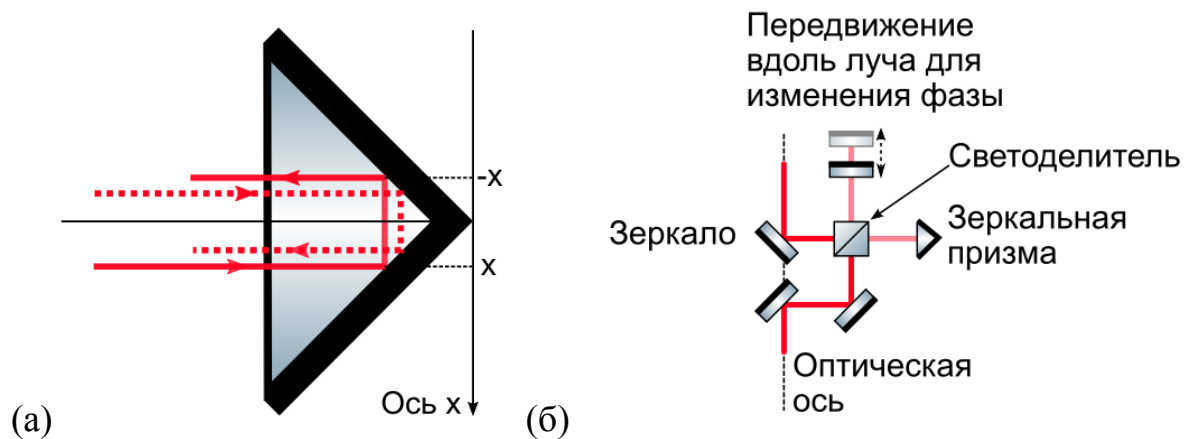


Рисунок 8. (а) Принцип изменения координаты с x на $-x$ при помощи зеркальной призмы. (б) Общая схема интерферометра Майкельсона

Исследования временной зависимости распределения поляритонов в k -пространстве проводились следующим образом. Для увеличенного изображения исследуемой области при помощи линз проводилось фурье-преобразование, вследствие чего получалось изображение распределения в k -пространстве. После монохроматора такое изображение проходило через

щель, в результате чего вырезалась полоска, шириной $\sim 0,3 \text{ мкм}^{-1}$ вблизи $k_y = 0$ по оси y (рисунок 9а). Исследовалась зависимость от времени излучения из такой полоски.

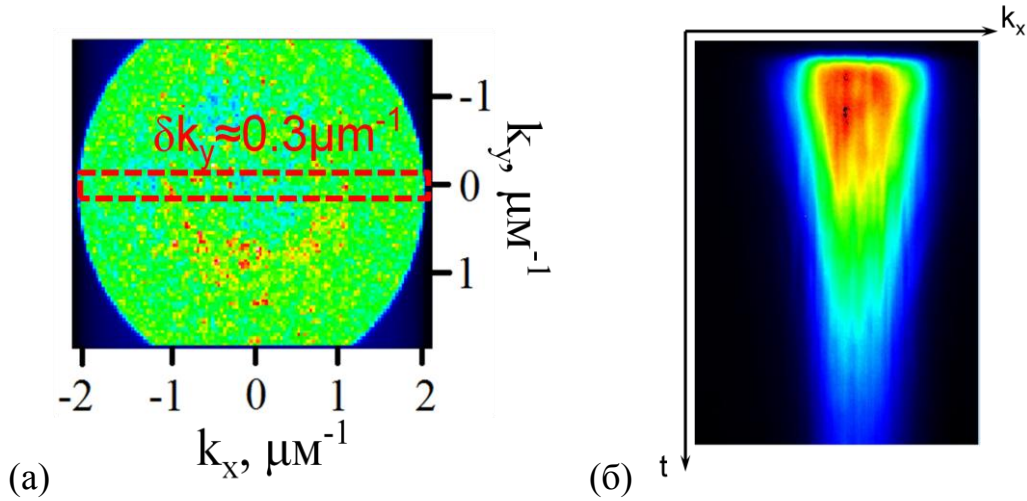


Рисунок 9. (а) Схема измерения в k -пространстве. (б) Вид временной картины распределения поляритонов в k -пространстве на стрик-камере.

4.4. Экспериментальные особенности

До настоящего времени было проведено несколько исследований пространственной когерентности экситон-поляритонных систем. В экспериментах по межзонному возбуждению длина когерентности не превосходит нескольких десятков мкм. В то же время эксперименты с резонансным возбуждением показали, что возбужденная система наследует когерентные свойства лазера [15]. В этой работе исследуются когерентные свойства системы, в условиях резонансной накачки слабокогерентным источником.

Фокусировка лазера на образец при помощи широкоугольного объектива позволяет возбудить поляритоны в обширной области планарных волновых векторов. В нашем случае поляритоны равномерно возбуждаются на ветке в прямоугольнике $k_{\parallel}$ от -2 до 2 мкм^{-1} в обратном пространстве, E от $-6,7$ до $-7,7 \text{ мэВ}$ относительно экситонного уровня (рисунок 6б).

Получаемый сигнал детектируется также для широкой области $k_{\parallel}$ и с

помощью описанной выше схемы передается на стрик камеру для изучения динамики системы.

Вследствие высокой добротности резонатора время жизни поляритонов на нижней ветви составляло порядка $\tau_{LP} = 50$ пс. Из-за этого была возможность исследовать эволюцию экситон-поляритонной системы на временах до 400 пс.

При исследовании изображения образца на CCD камере были замечены не только области относительно гладкого случайного потенциала, но и дефекты, которые отличались физическими свойствами. При помощи двух щелей осуществлялась пространственная фильтрация сигнала – вырезалось изображение, примерно соответствующее квадрату размером 30 на 30 мкм на образце. Таким способом можно было отдельно анализировать как происходящее в области дефекта, так и на гладком профиле.

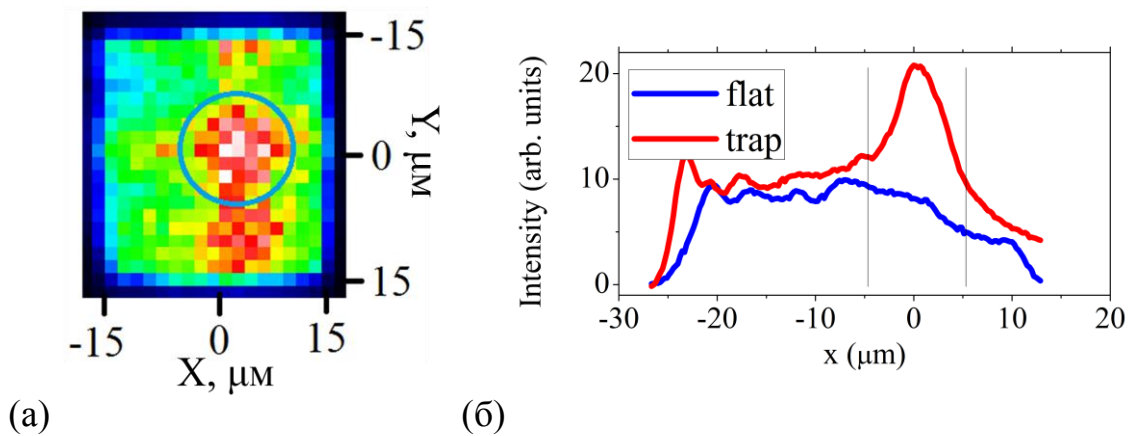


Рисунок 10. (а) Общий вид потенциальной ямы на CCD камере. Характерный размер ловушки 10-12 μm . (б) Распределение интенсивности от координаты x на срезе рисунка 10а.

Более высокая интенсивность поляритонного излучения из дефекта связана с более низкой энергией этой области относительно образца в целом. За счет этого в ней скапливается большее число поляритонов. (из-за этого в дальнейшем такая область будет также называться ямой или ловушкой).

5. Результаты

5.1. Динамика излучения экситонных поляритонов из возбуждаемой области

Исследование излучения поляритонов из полного пятна возбуждения было проведено при температуре 2К и мощности накачки 200 кВт/см^2 на двух длинах волн возбуждающего лазера (рисунок 11).

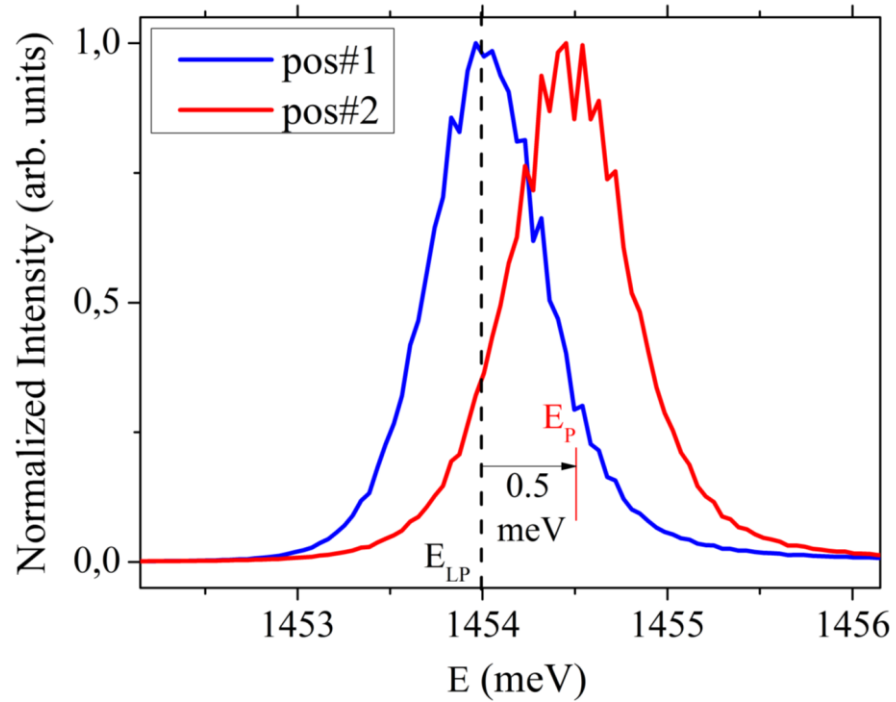


Рисунок 11. Спектры излучения возбуждающего лазера на двух частотах. $\hbar\omega_1 = E_{LP}(k=0)$ (pos#1), $\hbar\omega_2 = E_{LP}(k=0) + 0,5 \text{ мэВ}$ (pos#2).

Из измерения излучения поляритонов было получено количество поляритонов, возбуждаемых в образце за один импульс по формуле

$$N_{1\text{pulse}} = \frac{P}{\hbar\omega_{LP} f}. \text{ В нашем случае } P = 7,5 \text{ мкВт}, \hbar\omega_{LP} = 1454 \text{ мэВ}, f = 80 \text{ МГц}$$

и $N_{1\text{pulse}} \approx 400000$. Количество надконденсатных частиц в термодинамически равновесной двумерной системе

$$N_{ac} = \int_{k_{\min}}^{\infty} N_k d^2k = \frac{L^2}{\pi} \int_{k_{\min}}^{\infty} \frac{k}{e^{\frac{-\hbar^2 k^2}{2mT}} - 1} dk, \quad (27)$$

где N_k – плотность поляритонов с волновым вектором k (бозе-распределение), $k_{\min}$ – минимальный волновой вектор, возможный в системе конечного размера, $k_{\min} \sim 1/L$, L – размер системы. При $L \sim 100$ мкм, $T = 2\text{К}$, $N_{ac} \sim 10000$. Соответственно, если бы система находилась в термодинамическом равновесии, то макроскопически большое число частиц имело бы $k = k_{\min}$ вблизи нуля, и ширина распределения частиц также была бы порядка величины $1/L$.

На рисунке 12 изображена динамика экситон-поляритонной системы в k -пространстве при возбуждении на частотах ω_1 (12а) и ω_2 (12б). Видно, что значительного сужения распределения поляритонов не происходит.

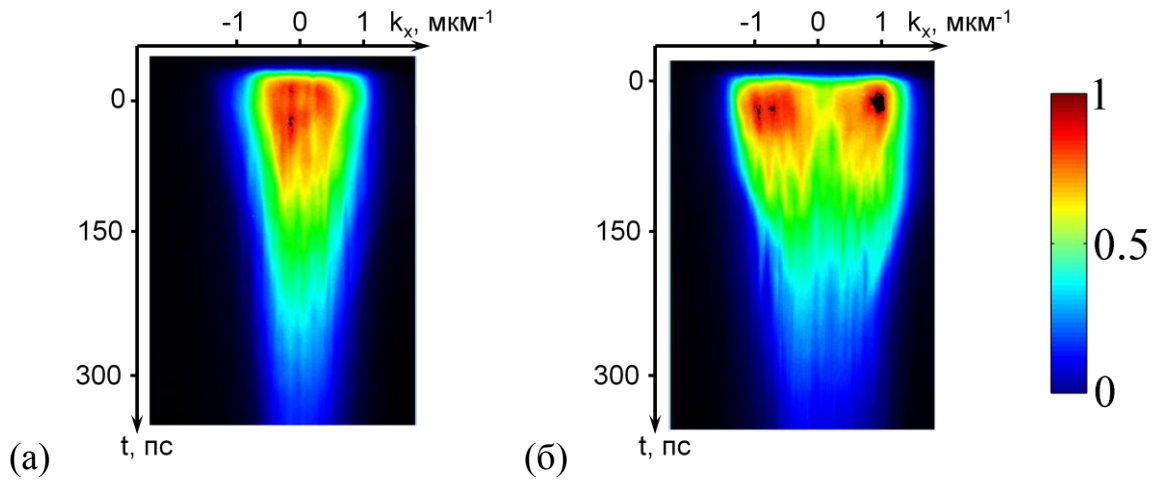


Рисунок 12. Зависимость распределения нормированной интенсивности излучения экситонных поляритонов в k -пространстве от времени при (а) $\hbar\omega_1 = E_{LP}(k = 0)$, (б) $\hbar\omega_2 = E_{LP}(k = 0) + 0,5$ мэВ. Справа от графиков изображена шкала, иллюстрирующая интенсивность.

Измерения зависимости ширины на полувысоте (FWHM, или полуширины) распределения поляритонов в k -пространстве, изображенные на рисунке 13, показывают, что распределение сужается от $\Delta k = 2$ мкм $^{-1}$ до $\approx 1,2$ мкм $^{-1}$ при $\hbar\omega_1 = E_{LP}(k = 0)$ и от $\Delta k = 2,6$ мкм $^{-1}$ до $\approx 1,6$ мкм $^{-1}$ при $\hbar\omega_2 = E_{LP}(k = 0) + 0,5$ мэВ, т.е. в обоих случаях величина FWHM значительно больше, чем величина $k_{\min} = \pi/L \sim 0,03$ мкм $^{-1}$.ч

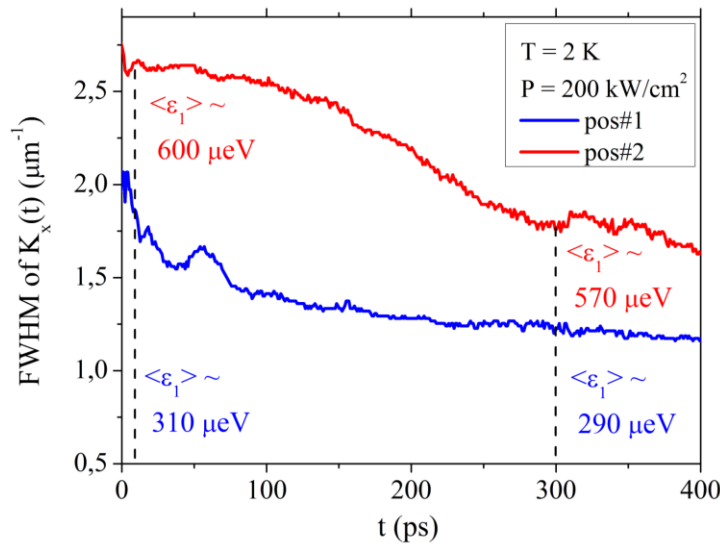


Рисунок 13. Зависимость полуширины распределения экситонных поляритонов от времени для двух частот лазера: ω_1 — синяя линия, ω_2 — красная.

Дополнительно была проанализирована зависимость центра масс распределения излучения экситонных поляритонов по энергии $\langle E_{LP} \rangle$ от времени. Величина $\langle E_{LP} \rangle$ характеризует среднюю энергию поляритонов на одну частицу. Легко видеть, что за 300 пс $\langle E_{LP} \rangle$ уменьшилась всего на 5-7%. Это значит, что в системе в отсутствие экситонов и фононов преобладают поляритон-поляритонные столкновения, не меняющие полную энергию системы.

Из приведенных выше результатов следует, что поляритон-поляритонное рассеяние, преобладающее в такой системе при $T = 2\text{ K}$ не обеспечивают бозе-конденсацию за время ее жизни ~ 300 пс.

5.2. Локальные свойства экситон-поляритонной системы.

Различие динамики экситонных поляритонов в потенциальной ловушке и регулярном потенциале

При работе с образцом было выявлено наличие флуктуаций потенциала поляритонов в образце. Для исследования отдельных участков в схему были

добавлены две щели для вырезания необходимых областей из увеличенного изображения пятна.

Нами были проведены измерения для двух областей 30×30 мкм. В одной содержалась описанная в разделе «Экспериментальные особенности» потенциальная яма с размером ~ 12 мкм. В другой области потенциал был достаточно гладким, далее такая область также называется областью регулярного потенциала или регулярной областью.

Для определения глубины потенциальной ямы были проведены измерения динамики спектра излучения поляритонов в энергетическом пространстве. На рисунке 14а приведены зависимости $\langle E_{LP} \rangle$ от времени в области регулярного потенциала и в области с ловушкой. Из рисунка 14а видно, что средняя энергия поляритонов в яме ниже, чем в области гладкого потенциала. На рисунке 14б изображена разница между средними энергиями на частицу в этих двух случаях. На больших временах, когда плотность частиц достаточно мала и можно пренебречь фиолетовым сдвигом линий излучения экситонных поляритонов, обусловленным отталкивательным поляритон-поляритонным взаимодействием, разница энергий составляет ~ 50 мкэВ.

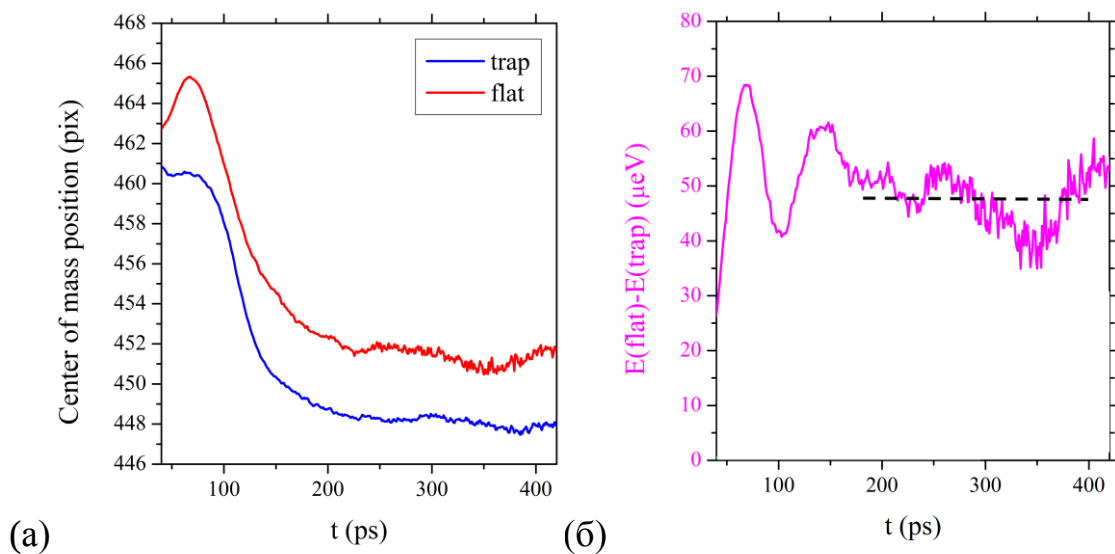


Рисунок 14. Динамика $\langle E_{LP} \rangle$ в области с ловушкой (синяя кривая) и регулярной области (красная кривая) (а) и временная зависимость разницы между ними (б).

Вид зависимости распределения поляритонов в k -пространстве, измеренной при помощи стрик-камеры с временным разрешением порядка 10 пс, показан на рисунке 15. Из рисунка видно, что в области ловушки происходит более существенное сужение распределения.

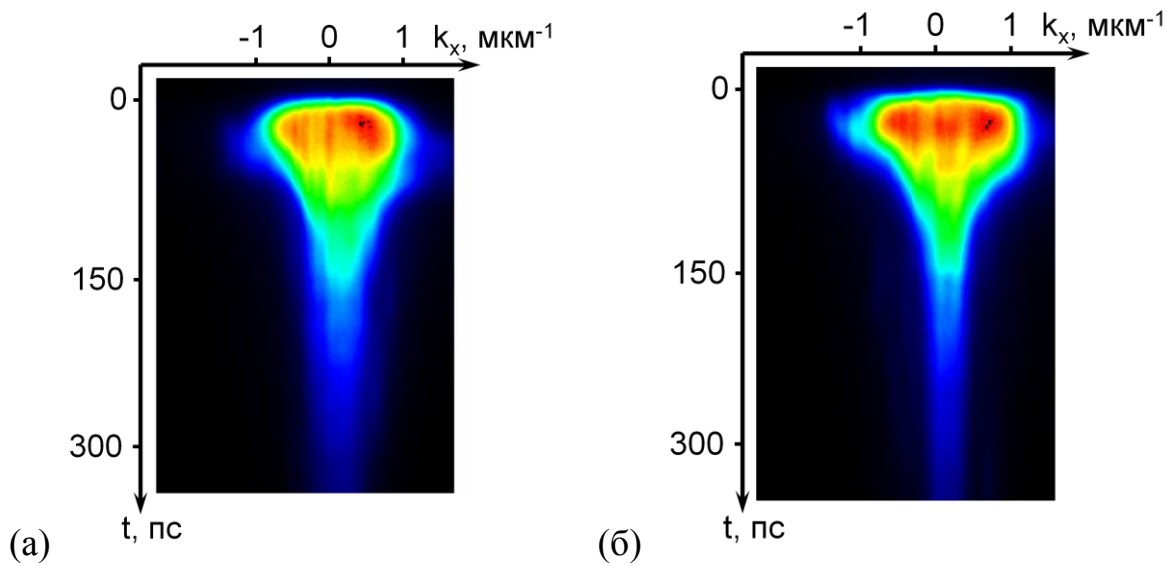


Рисунок 15. Динамика распределения поляритонов в k -пространстве в области ловушки (а) и в области гладкого потенциала (б).

Зависимости полуширины распределения интенсивности излучения экситонных поляритонов по k от времени в области ловушки и в области регулярного потенциала приведены на рисунке 16. В случае регулярного потенциала полуширина распределения на больших временах составляет около 1 мкм^{-1} , что немного меньше, чем эта величина в полной области возбуждаемого пятна. При наличии ловушки в измеряемой области на больших временах распределение поляритонов в k -пространстве сужается до величины $\Delta k = 0,5 \text{ мкм}^{-1}$, что вдвое меньше, чем в области регулярного потенциала. Для когерентного гауссова источника с размером D в координатном пространстве полуширину в k -пространстве можно оценить при помощи преобразования Фурье – $\Delta k_{coh} \approx 5.5/D$. В случае нашей

ловушки $D_{trap} = 12$ мкм, $\Delta k_{coh} \approx 0,46$ мкм⁻¹, и измеренная величина Δk в ловушке близка к величине Δk когерентного излучателя. Приведенная на графике зависимость полуширины распределения поляритонов от времени при на порядок меньшей накачке (20 кВт/см²) мало отличается от зависимости при большой накачке, что свидетельствует о том, что изменение концентрации поляритонов на порядок не влияет на эту зависимость.

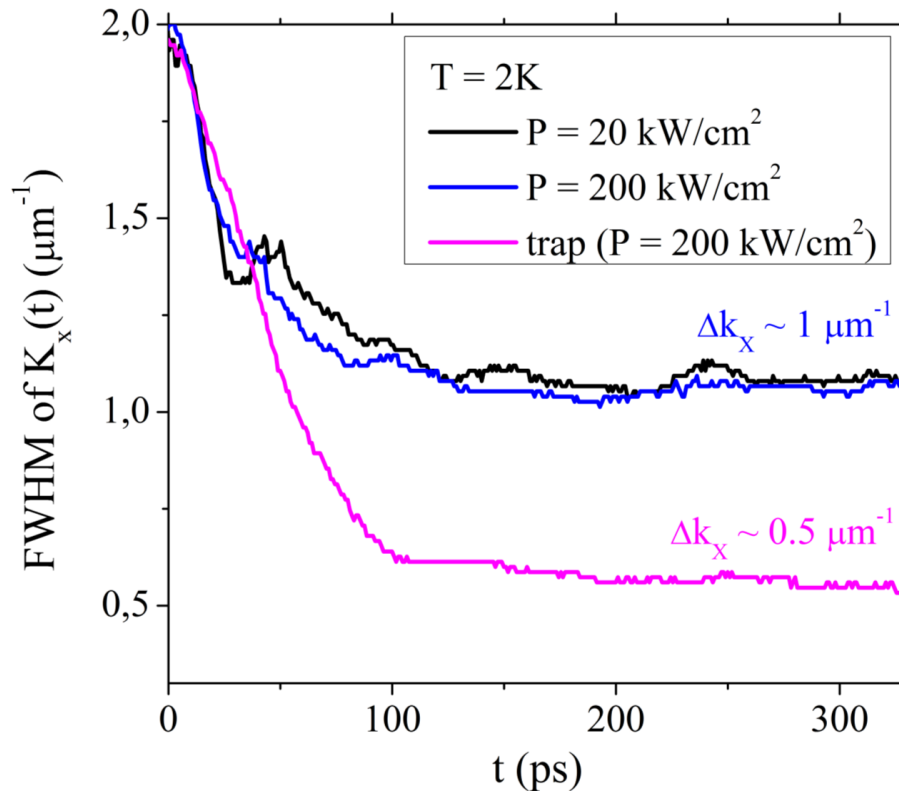


Рисунок 16. Динамика полуширины распределения поляритонов в k -пространстве в случаях областей размером 30×30 мкм. Синий и черный цвет – область регулярного потенциала, розовый – область с ловушкой

Для определения длины когерентности в экситон-поляритонной системе были проведены измерения интерферограмм излучения экситонных поляритонов по схеме, описанной в разделе «Схема проведения эксперимента». На рисунке 17 изображены зависимости этих интерферограмм от времени в области ловушки (б,в) и регулярного потенциала (а).

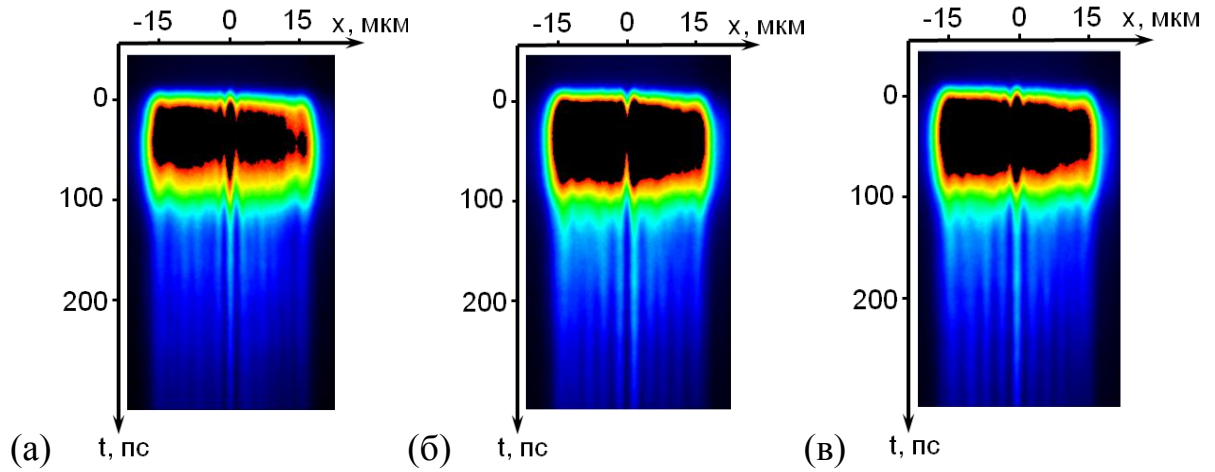


Рисунок 17. Динамика интерферограмм излучения экситонных поляритонов из области гладкого потенциала (а) и из области ловушки (б,в). Интерферограммы (б) и (в) сняты при различных относительных фазах двух плеч.

Из нескольких интерферограмм, измеренных при различных относительных фазах двух плеч с помощью формул (24) и (25) была получена видность картины V и затем при помощи формулы (26) коррелятор первого порядка $g^{(1)}(x, -x)$. На рисунке 18 изображены зависимости $g^{(1)}(x, -x)$ для поляритонов в области потенциальной ловушки для нескольких времен задержки относительно импульса возбуждения.

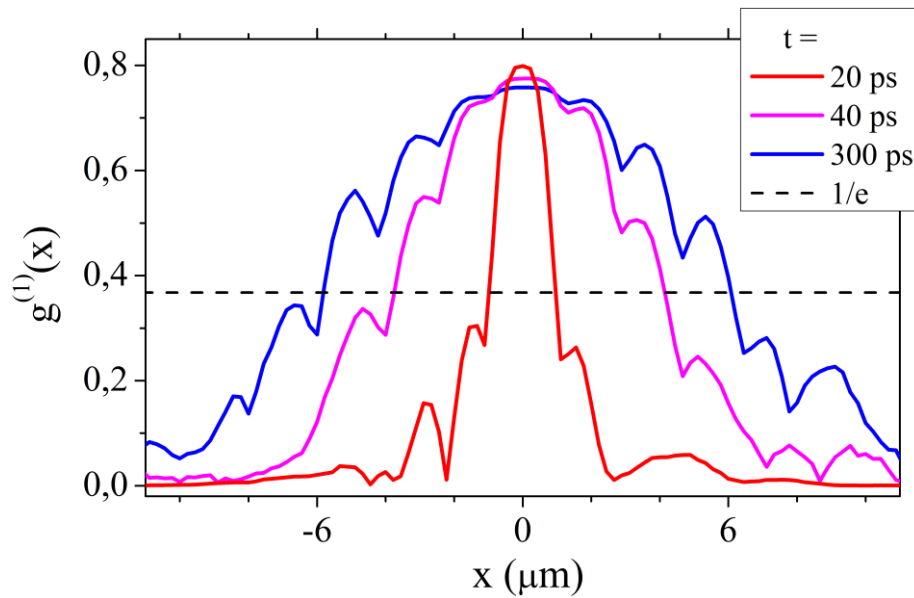


Рисунок 18. Зависимость $g^{(1)}(x, -x)$ при временах задержки относительно импульса возбуждения $t = 20, 40$ и 300 пс.

Длина когерентности L_c по определению, это такая величина, для которой $g^{(1)}(L_c) = 1/e$. В каждый момент времени из интерферограмм получалась зависимость $g^{(1)}(2x)$, а из нее определялась длина когерентности. Результат таких вычислений представлен на рисунке 19. Из этого графика видно, что длина когерентности за время порядка 50 пс возрастает до значения $L_{c,max} = 12 \mu\text{м}$, что близко к размеру ловушки D_{trap} , и далее меняется очень медленно. Такое поведение хорошо согласуется с ожидаемым из измеренного распределения экситонных поляритонов в k -пространстве.

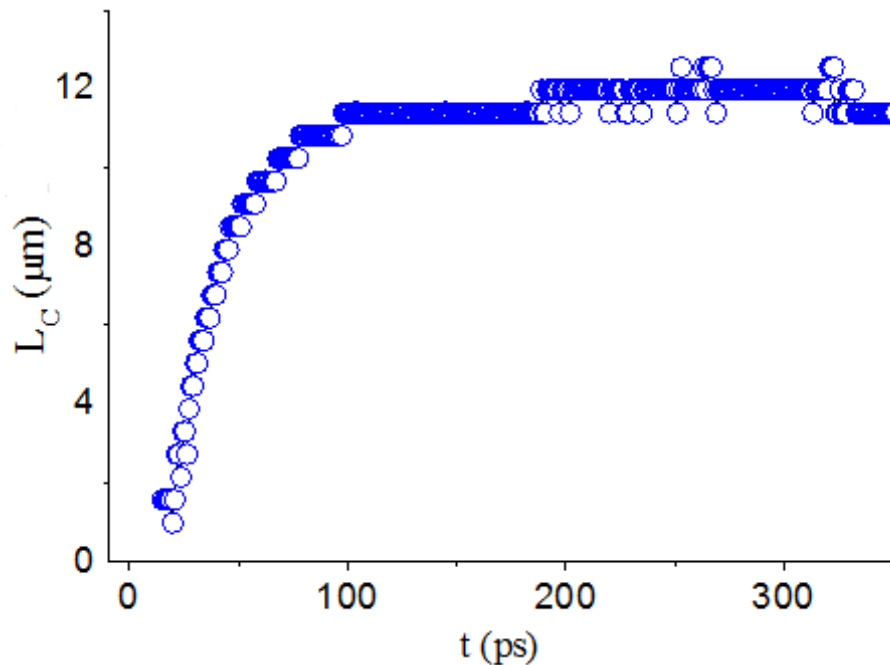


Рисунок 19. Зависимость длины когерентности от времени в экситон поляритонной системе в области, содержащей ловушку, при $T = 2\text{К}$

На рисунке 20 показана измеренная динамика изменения средней энергии экситонного поляритона в области потенциальной ловушки. В отличие от случая полного пятна, здесь наблюдается монотонное уменьшение $\langle E_{LP} \rangle$ в 2.5-3 раза.

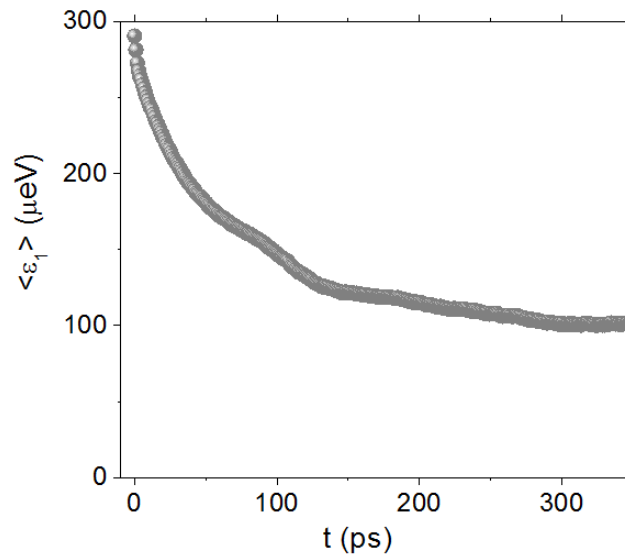


Рисунок 20. Зависимость $\langle E_{LP} \rangle$ от времени

Таким образом, при $T = 2\text{K}$, когда рассеяние поляритонов на акустических фононах крайне слабое, энергетическая релаксация поляритонов и установление термодинамического равновесия вследствие только поляритон-поляритонного взаимодействия в области гладкого потенциала происходит крайне медленно. В области потенциальной ловушки этот процесс ускоряется, но время бозе-конденсации остается существенно больше, чем 300-400 пс.

5.3. Динамика поляритонной системы при $T = 40\text{K}$. Влияние фононов

С целью исследования влияния некогерентного поляритон-фононного рассеяния на скорость установления термодинамического равновесия в экситон-поляритонной системе были проведены эксперименты с повышенной температурой $T = 40\text{K}$. Изучалась область 30×30 мкм с гладким потенциалом при плотности мощности возбуждающего лазера 200 кВт/см^2 . На рисунке 21 видно, что при повышении T до 40K распределение поляритонов в k -пространстве эффективно сужается до величины $\Delta k_{T=40\text{K}} = 0.45 \text{ мкм}^{-1}$. Эта величина в 2 раза меньше, чем $\Delta k_{T=2\text{K}} = 1 \text{ мкм}^{-1}$ в этой же области пространства. Измеренная длина когерентности в экситон-

поляритонной системе при $T = 40\text{ K}$ $L_c = 12\text{ мкм}$, что примерно в два раза больше по сравнению с $L_c = 6\text{ мкм}$ при $T = 2\text{ K}$.

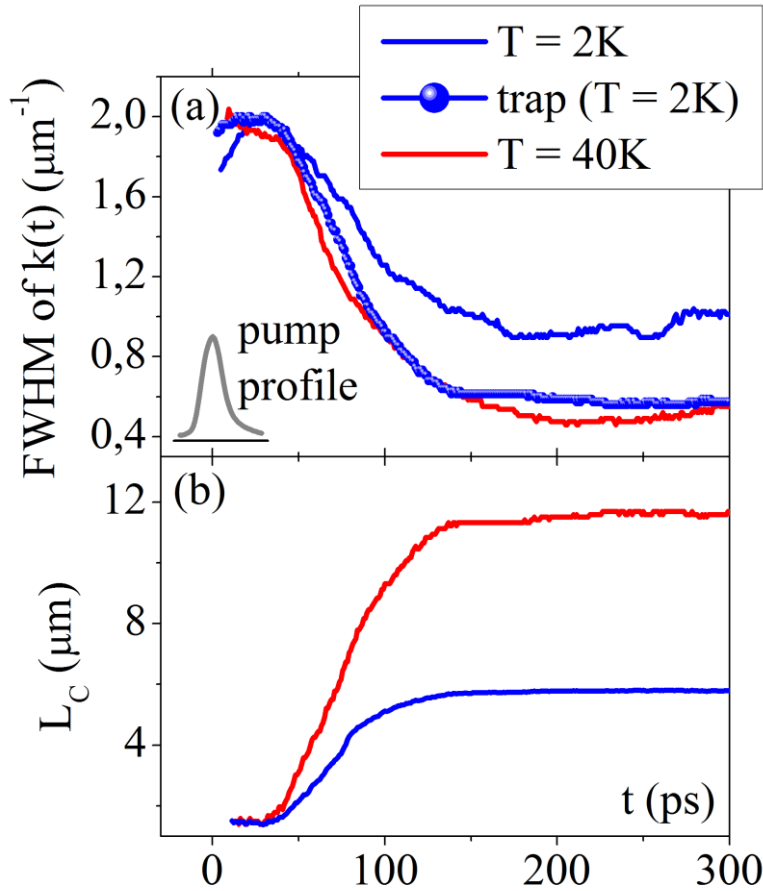


Рисунок 21. (а) зависимости $\Delta k(t)$ в области гладкого потенциала при $T=2\text{ K}$ (синяя сплошная линия) и 40 K (красная сплошная линия) и при $T=2\text{ K}$ области с потенциальной ловушкой (синие точки), (b) зависимости от времени длины когерентности в поляритонной системе в области гладкого потенциала при $T = 2\text{ K}$ (синяя сплошная линия) $T = 40\text{ K}$ (красная сплошная линия)

Для сравнения скоростей термализации поляритонов при 2 и 40 K на рисунке 21a приведена также зависимость от времени величины Δk в области, содержащей потенциальную ловушку. На рисунке видно, что сужение Δk при $T = 40\text{ K}$ в области времен 150 – 250 пс даже несколько больше, чем в области с потенциальной ловушкой при 2K. Столь сильное сужение Δk при $T = 40\text{ K}$ свидетельствует о том, что некогерентное рассеяние поляритонов на фононах способствует более быстрой термализации поляритонной системы. Увеличение скорости термализации поляритонов при 40 K можно объяснить ростом стимулированного некогерентного

рассеяния поляритонов на фононах при больших факторах заполнения
поляритонных состояний на дне поляритонной ветви

6. Заключение

За время выполнения бакалаврской дипломной работы:

- Была собрана установка для исследования излучения экситон-поляритонной системы с высоким временным и пространственным разрешением с целью исследования ее когерентных свойств
- Были проведены измерения распределения поляритонов в k -пространстве и интерферограмм излучения экситон-поляритонной системы при $T = 2\text{K}$ и $T = 40\text{K}$
- Из измеренных интерферограмм были получены пространственные корреляционные функции $g^{(1)}(x, -x)$ в различные моменты времени и зависимость длины когерентности от времени при 2 и 40 K

Было обнаружено, что:

- При $T=2$ и 40 K термодинамическое равновесие в поляритонной систем в течение времени ее жизни ~ 300 пс не достигается
- Наименьшая скорость термализации поляритонов наблюдается при низкой температуре $T=2\text{K}$ в области гладкого поляритонного потенциала, максимальная длина когерентности в этой области не превышает 6 мкм^{-1} . В области потенциальной ловушки скорость термализации несколько возрастает и величина L_c достигает 12 мкм^{-1} .
- Увеличение температуры до 40 K ведет к росту скорости термализации поляритонов и в области гладкого потенциала также достигается $L_c = 12\text{ мкм}^{-1}$. Увеличение скорости термализации при 40 K можно объяснить ростом стимулированного некогерентного рассеяния

Ссылки

- [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] R. Butte, G. Christmann, E. Feltin, J.-F. Carlin, M. Mosca, M. Ilegems, and N. Grandjean. Room-temperature polariton luminescence from a bulk GaN microcavity, *Phys. Rev. B* 73, 033315 (2006).
- [3] G. H. Wannier, *Phys. Rev.* 52, 191 (1937).
- [4] R. S. Knox. *Theory of Excitons* (New York, 1963) [Нокс Р. С. Теория экситонов (“Мир”, Москва, 1966)].
- [5] Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов. Коллективные свойства экситонов в полупроводниках, *ЖЭТФ* 54, 978 (1968).
- [6] V. Savona, L. C. Andreani, P. Schwendimann and A. Quattropani. Quantum well excitons in semiconductor microcavities: unified treatment of weak and strong coupling regimes, *Solid State Commun.* 93, 733 (1995).
- [7] Y. Yamamoto, F. Tassone, H. Cao. *Semiconductor Cavity Quantum Electrodynamics* (Springer, Berlin, 2000).
- [8] R. P. Stanley, R. Houdre, U. Oesterle, M. Gailhanou, and M. Ilegems. Ultrahigh finesse microcavity with distributed Bragg reflectors, *Appl. Phys. Lett.* 65, 1883 (1994).
- [9] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, L. Esaki. Exciton binding energy in quantum wells, *Phys. Rev. B* 26, 1974 (1982).
- [10] J. J. Hopfield. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals, *Phys. Rev.* 112, 1955 (1958).

[11] Пекар, С. И. Теория электромагнитных волн в кристалле, в котором возникают экситоны, ЖЭТФ. 33, 1022 (1957).

[12] Penrose, O. Bose-Einstein Condensation and Liquid Helium / O. Penrose, L. Onsager, Phys. Rev. 104, 576 (1956).

[13] Беляев, С. Т. Применение методов квантовой теории поля к системе бозе-частиц, ЖЭТФ. 34, 694 (1958).

[14] Yang, C. N. Concept of Off-Diagonal Long-Range Order and the Quantum Phases of Liquid He and of Superconductors, Rev. Mod. Phys. 34, 694 (1962).

[15] Demenev A., Grishina Y. V., Novikov S. I., Kulakovskii V.D., Schneider C., Höfling S. Loss of coherence in cavity-polariton condensates: Effect of disorder versus exciton reservoir, Phys. Rev. B. 94.19530210 (2016).