## Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

«Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» Физтех-школа физики и исследований им. Ландау Кафедра физики твердого тела

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

Направленность (профиль) подготовки: Фундаментальная и прикладная физика

# КОГЕРЕНТНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ В ПОЛЯРИТОННОЙ СИСТЕМЕ В РЕЖИМЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО ПЕРЕХОДА ПРИ ШИРОКОАПЕРТУРНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ НАКАЧКЕ GAAS МИКРОРЕЗОНАТОРОВ

(бакалаврская работа)

_	
	(подпись студента)
Hay	ный руководитель:
Кула	ковский Владимир Дмитриевич
д-р ф	оизмат. наук, проф., члкор. Р
(noà	. Жумен — пись научного руководителя)
Кон	сультант (при наличии):

Москва 2020

#### Аннотация.

Целью работы является исследование динамики поляритонного бозонноджозефсоновского контакта в планарном микрорезонаторе в условиях резонансного возбуждения некогерентными лазерными импульсами.

В связи с этим были поставлены следующие задачи:

- Собрать оптическую систему, обладающую высоким пространственным и временным разрешением и позволяющую произвести резонансное возбуждение поляритонов слабокогерентным светом.
- Провести измерения динамики распределения поляритонов в реальном и импульсном пространствах при вариации углового распределения резонансногого импульсном возбуждения поляритонов с разным различных начальных значениях планарного волнового вектора поляритонов.

За время выполнения бакалаврской дипломной работы:

- Собрана установка для исследования поляритонного джозефсоновского контакта с высоким временным и пространственным разрешением при резонансной накачке слабокогерентными пикосекундными световыми импульсами.
- Исследована временная динамика распределений излучения поляритонов в реальном и импульсном пространствах при резонансном импульсном фотовозбуждении поляритонов светом с разным угловым распределением
- Обнаружено, что резонансное фотовозбуждение экситонных поляритонов пикосекундными импульсами под углом к нормали к плоскости МР является эффективным методом возбуждения

джозефсоновских осцилляций экситон-поляритонного конденсата в потенциальной ловушке с двумя туннельно связанными ямами.

### Содержание.

1.	Использованные сокращения	4
2.	Введение	5
3.	Основная часть	
	3.1 Литературный обзор	
	3.1.1. Экситонные поляритоны в микрорезонаторах	7
	3.1.2 Бозонный-джозефсоновский контакт	10
	3.1.3 Уравнения Гросса-Питаевского	11
	3.1.4 Современная теория БДК	14
	3.1.5 Гамильтонов режим	15
	3.1.6 Лиувиллевский режим	18
	3.2 Экспериментальная часть	
	3.2.1 Образец	22
	3.2.2 Оптическая схема	23
	3.2.3 Эксперимент	25
	3.2.4 Динамика резонансно возбужденной поляритонной	
	системы	26
4.	I. Заключение	
5.	. Список литературы	

#### 1. Использованные обозначения

СДК – сверхпроводящий джозефсоновский контакт

БЭК – Бозе-эйнштейновская конденсация

БДК – бозонный-джозефсоновский контакт

**МР** – микрорезонатор

УГП – уравнения Гросса-Питаевского

#### 2. Введение

В 1962 Джозефсон предсказал в своей работе [1] один из наиболее ярких эффектов масштабе: макроскопическом квантовых В классически запрещенный ток должен был протекать через барьер между двумя сверхпроводниками, движимый разностью фаз (сверхпроводящий ИХ джозефсоновский контакт). Уже вскоре стало ясно, что аналогичная феноменология присуща широкому классу вырожденных квантовых систем – сверхтекучий гелий, атомные бозонные системы со слабой связью и т.д. Благодаря экспериментальной реализации в 1992 году в высокодобротном планарном резонаторе новых бозонных квазичастицэкситонной поляритонов, формирующихся ИЗ И микрорезонаторной фотонной мод в условиях сильного экситон-фотонного взаимодействия [2] исследования эффектов Джозефсона появилась новая основа для конденсаты экситонных поляритонов в полупроводниковых МР. Аналогом СДК в них является так называемый бозонный джозефсоновский контакт (БДК) [3], где две макроскопические популяции бозонов находятся в асимметричной потенциальной ловушке. Благодаря составной природе информацию о фазовой и пространственной поляритонов оптической поляритонной системы онжом получать при помощи визуализации и интерферометрических методов. БДК в МР был подробно исследован как теоретически, так и экспериментально – в нем были получены классические для СДК эффекты Джозефсона переменного и постоянного макроскопический квантовый тока, самозахват И джозефсоновские плазменные колебания [4-7]. С другой стороны, система демонстрировала необычную фазовую динамику [8],которая не укладывалась В сформировавшиеся на тот момент представления динамических режимах БДК. В работе [9] была приведена теория, позволяющая отойти от рассмотрения отдельных эффектов в сторону общего описания динамики поляритонного БДК. В связи с наличием разработанной теоретической основы интересным экспериментальное является

исследование динамики поляритонных БДК а также механизмов возбуждения их подсистем, в частности возбуждения слабокогерентной лазерной накачкой. В секции 3.1 данной работы мы ознакомимся с контекстом исследования и его теоретической основой. В 3.1.1-3.1.2 вводятся и рассматриваются понятия экситонного поляритона и БДК, в 3.1.3-3.1.6 приводится теория описывающая динамику БДК. Далее, в секции 3.2, нами будут рассмотрены исследуемый образец 3.2.1, экспериментальная установка 3.2.2, методики изучения и полученные результаты 3.2.3-3.2.4.

#### 3.1 Литературный обзор

#### 3.1.1 Экситонный поляритоны в микрорезонаторах

Экситонный поляритон - это составная квазичастица, суперпозиция фотонного и экситонного возбуждений в твердом теле [10-11]. Его волновая функция, представляет собой линейную комбинацию волновых функций компонент, а их парциальные доли задаются коэффициентами Хопфилда [12], зависящими от дипольного взаимодействия частиц и энергетического знаменателя - разности их энергий. Плавно изменяя коэффициенты, можно перемещаться между световым и материальным пределами, что является уникальной возможностью для бозе-систем. Поляритонные существенны в случае сильной связи между двумя составляющими, такой, чтобы за время жизни квазичастицы прошло достаточно много осцилляций между экситонами и фотонами. Взаимодействие поляритонов обычно приближении разреженного рассматривается газа. концентрациях частиц правильнее говорить о световых и материальных компонентах отдельно. Таким образом, возникают два предельных случая: базис экситонов и фотонов, и базис связанных состояний, отвечающий поляритонам.

Рассмотрим спектр поляритонов в квазидвумерном MP [2]. Благодаря сильному дипольному взаимодействию между экситонами в квантовой яме и фотонными модами MP происходит расщепление на верхнюю (UP) и нижнюю поляритонные ветви (LP):

$$E_{LP,UP}(k_{\parallel}) = \frac{1}{2} \left[ E_{exc} + E_{ph} \pm \sqrt{4g_0^2 + (E_{exc} - E_{ph})^2} \right]$$
 (1)

Где  $k_{\parallel}$  - планарный волновой вектор,  $g_0$  – экситон-фотонная константа взаимодействия. Доли экситонной и фотонной компонент в каждой ветви

зависят от отстройки между экситонной и фотонной энергиями  $\Delta(k_{\parallel})=E_{ph}(k_{\parallel})-E_{exc}(k_{\parallel})$ , и описываются квадратами коэффициентов Хопфилда. Изменение отстройки позволяет создать экситон-поляритонные системы сильно отличающиеся друг от друга (рис.1).

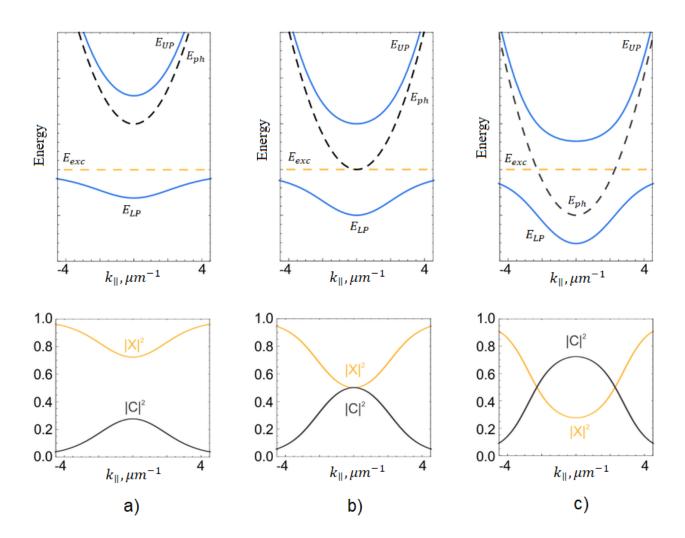


Рис. 1 Верхний ряд - дисперсии поляритонов  $E_{LP}(k_{\parallel})$ ,  $E_{UP}(k_{\parallel})$ , фотонов  $E_{ph}(k_{\parallel})$  и экситонов  $E_{exc}(k_{\parallel})$  при значениях отстройки а)  $\Delta=0.5g_0$ , b)  $\Delta=0$  с)  $\Delta=-0.5g_0$ . Нижний ряд — соответствующие им значения коэффициентов Хопфилда C, X при нех же  $\Delta$ .

Энергия фотонов в планарном МР:

$$E_{ph} = \frac{\hbar c}{n_c} \sqrt{k_\perp^2 + k_\parallel^2} \tag{2}$$

Где  $k_{\perp}=2\pi/L_c$ ,  $n_c$  — коэффициент преломления активного слоя резонатора,  $L_c$  — длина резонатора. В случае, когда  $k_{\parallel}\ll k_{\perp}$ , дисперсия фотонов имеет параболический вид:

$$E_{ph} \approx E_{ph} \left( k_{\parallel} = 0 \right) + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{ph}}$$
 (3)

где  $m_{ph}=E_{ph}(k_{\parallel}=0)n_c^2/c^2$  — эффективная масса фотона в планарном МР. В области  $\hbar^2 k_{\parallel}^2/2m_{ph}\ll 2g_0$  поляритоны имеют параболический закон дисперсии  $E_{LP,UP}(k_{\parallel})\approx E_{LP,UP}(0)+\hbar^2 k_{\parallel}^2/2m_{LP,UP}$ . Эффективная масса поляритона - это взвешенное гармоническое среднее масс его составляющих:

$$\frac{1}{m_{LP}} = \frac{|X(k_{\parallel})|^2}{m_{exc}} + \frac{|C(k_{\parallel})|^2}{m_{ph}}; \frac{1}{m_{UP}} = \frac{|C(k_{\parallel})|^2}{m_{exc}} + \frac{|X(k_{\parallel})|^2}{m_{ph}}$$
(4)

где  $C(k_{\parallel})$  и  $X(k_{\parallel})$  — коэффициенты Хопфилда,  $m_{LP}$ ,  $m_{UP}$  — эффективные массы поляритонов нижней и верхней ветви,  $m_{exc}$  и  $m_{ph}$  — эффективные массы экситонов и фотонов, соответственно. Вблизи  $k_{\parallel} \sim 0$ , где масса фотона  $m_{ph} = \varepsilon E_0/c^2$  крайне мала по сравнению с массой экситона,  $m_{LP}(k_{\parallel} \sim 0) \cong \frac{m_{ph}}{|c|^2} \sim 10^{-4} m_{exc}$ . Таким образом, критическая температура для достижения поляритонной БЭК на четыре порядка выше, чем для достижения экситонной БЭК при той же плотности частиц, или, что эквивалентно, критическая плотность для достижения поляритонной БЭК на четыре порядка ниже, чем для достижения экситонной БЭК при той же температуре.

Существует два способа добиться БЭК поляритонов в МР при помощи оптического возбуждения — резонансная и нерезонансная накачка. При нерезонансной накачке возбуждаются электронно-дырочные пары с кинетической энергией намного превышающей экситонный Ридберг. В результате безызлучательной релаксации электронно-дырочных возбуждений происходит заселение экситоноподобных состояний с большими к на нижней поляритонной ветви, а затем их релаксация на дно поляритонной ветви. При таком способе фотовозбуждения крайне трудно контролировать динамику

поляритонов на нижней поляритонной ветви. Резонансная накачка вблизи дна  $E_{LP}(k_{\parallel})$ , напротив, позволяет непосредственно задать возбуждающим лазером энергию, плотность и фазу поляритонов. Верхняя поляритонная ветвь обычно пуста и мы ее не рассматриваем.

Система, оптимальная ДЛЯ создания поляритонов И наблюдения поляритонной БЭК, должна удовлетворять следующим условиям: 1) высокое качество резонатора, а значит большие времена жизни фотона и поляритона; 2) высокие осцилляторные силы экситонов и сильное перекрытие волновых функций экситонной и фотонной компонент, а значит сильная экситонфотонная связь (strong coupling); 3) малый боровский радиус экситона и большая энергия связи экситона, следовательно, высокая экситонная плотность насыщения И применимость приближения разреженного экситонного и поляритонного газа при плотностях выше порога конденсации (экситоны И LP поляритоны могут быть хорошо описаны как взаимодействующие бозоны); 4) большие поляритон-поляритонные и поляритон-фононные сечения рассеяния, И, значит, эффективная термализация. Для достижения максимальной экситонно-фотонной связи резонатор с несколькими узкими  $(0.5 - 1 a_R)$ обычно используют квантовыми ямами, расположенными в пучностях поля резонатора. Использование нескольких квантовых ям также позволяет распределить плотность экситонов между ямами.

#### 3.1.2 Поляритонный джозефсоновский контакт

Рассматриваемая система - два слабо связанных макроскопических ансамбля бозонов, пространственно разделенных туннельным барьером - является претендентом на БДК [3]. В качестве ансамблей выступают экситонполяритонные конденсаты, заключенные внутри плоского оптического резонатора. Динамика такой системы зависит от соотношений между тунеллированием из одной ямы в другую и взаимодействием самих частиц. Легетт [13] описывал эффект Джозефсона как динамику N бозонов

"вынужденных занимать одно и то же двумерное одночастичное гильбертово пространство". Так же он различал три режима - Раби (нет взаимодействия), Джозефсон (слабое взаимодействие) и Фок (сильное взаимодействие).

Экситоны и фотоны сильно отличаются по свойствам, чему система и обязана своей уникальностью. Основным механизмом взаимодействия поляритонов являются электрон-электронный и дырочно-дырочный обмены. взаимодействие обусловлено вкладом экситонной компоненты. С другой стороны поляритон может легко распространять фазовую когерентную волновую функцию в пространстве через свою фотонную составляющую, несмотря на неизбежные дефекты кристалла, в то время как голый экситон легко локализуется на флуктуациях потенциала кристалла, что затрудняет БЭК. Наконец, момент поляритонов сохраняется при их туннелировании через зеркала в вакуум, которое сопровождается превращением поляритона фотон. Отсюда В следует однозначное соответствие и взаимосвязь между квантовым состоянием поляритона в микрорезонаторе и испущенным фотоном. Таким образом, информация о поляритонах может быть непосредственно получена спектров их излучения.

#### 3.1.3 Уравнения Гросса-Питаевского

Бозонные джозефсоновские контакты (БДК), так же как и СДК, можно описать при помощи параметра порядка в рамках теории Гинзбурга-Ландау [14]. В этом случае, задача сводится к рассмотрению одного комплексного числа. В БДК с параметром порядка отождествляется макроскопическая волновая функция конденсата  $\psi(r,t)$ , подчиняющаяся уравнению Гросса Питаевского (УГП) [15].

$$ih\frac{\partial\psi(r,t)}{\partial t} = \left[U_{trap}(r) + g_0|\psi(r,t)|^2\right]\psi(r,t) - \frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(r,t)$$
 (5)

Здесь и далее температуру считаем нулевой T=0. Первое слагаемое в правой части отвечает потенциалу квантовой ловушки, второе — взаимному отталкиванию частиц (далее просто взаимодействие), третье — кинетической

энергии. Применяем вариационный подход к поляритонной волновой функции:

$$\psi(r,t) = \psi_1(t)\varphi_1(r) + \psi_2(t)\varphi_2(r)$$
 (6)

Теперь  $\psi(r,t)$  представлена в виде суперпозиции волновых функций отдельных конденсатов. Стоит отметить, что такое представление возможно только при малых концентрациях поляритонов в области барьера - сильное нелинейное взаимодействие разрушает суперпозицию.  $\varphi_{1,2}(r)$  могут быть выражены в терминах стационарных симметричных и антисимметричных собственных функций УГП  $\varphi_{1,2}(r) = \varphi_+ \pm \varphi_-/2$ . Подставим волновую функцию (6) с учетом ортогональности  $\int \varphi_1(r) \varphi_2(r) dr = 0$  в уравнение Гросса-Питаевского (5). В приближении среднего поля УГП упростилось до двухмодового нелинейного уравнения Шредингера [16]:

$$ih\frac{\partial \psi_1(t)}{\partial t} = [E_1^0 + U_1|\psi_1(t)|^2]\psi(t) - K\psi_1$$
 (7)

$$ih\frac{\partial \psi_2(t)}{\partial t} = [E_2^0 + U_2|\psi_2(t)|^2]\psi(t) - K\psi_1$$
 (8)

Применяем преобразование Маделунга:  $\psi_{1,2}(t) = \sqrt{N_{1,2}(t)}e^{i\theta_{1,2}(t)}$ , где t это время,  $N_{1,2}(t)$  — число частиц в конденсатах,  $\theta_{1,2}(t)$  — фаза.  $E_{1,2}^0$  — нулевые уровни энергий в ямах,  $U_{1,2}$  — энергии взаимодействия, K описывает тунеллирование частиц через барьер в другую яму. Члены кинетической энергии сократились благодаря выполненному выше вариационному преобразованию. Введем новые переменные: нормализованный дисбаланс заселенностей между ямами  $z(t) = (N_1(t) - N_2(t))/N_T$ , где  $N_T = N_1 + N_2$  полная заселенность, и относительная фаза  $\phi(t) = \theta_1(t) - \theta_2(t)$ . Для них сопряженные УГП запишутся следующим образом [6, 8]:

$$\frac{\hbar}{2K}\dot{z} = \sqrt{1 - z^2(t)}\sin\phi(t) \tag{9}$$

$$-\frac{\hbar}{2K}\dot{\phi} = \frac{E_1^0 - E_2^0}{2K} + \frac{U_1 - U_2}{4K}N_T + \frac{(U_1 + U_2)N_T}{2K}z(t) + \frac{z(t)}{\sqrt{1 - z^2(t)}}cos\phi(t)$$
(10)

Экситонные поляритоны в микрорезонаторах это довольно короткоживущие частицы, и заселенность ям падает со временем в связи уходом фотонов через стенки резонатора. Для того чтобы учесть данный факт, уравнение динамики z модифицируется следующим образом:

$$\frac{\hbar}{2K}\dot{z} = -\sqrt{1 - z^2(t)}\sin\phi(t) - \frac{1}{2}\Gamma_- + 2z^2\Gamma_+ \tag{11}$$

 $\Gamma_{\pm} = (\gamma_1 \pm \gamma_2)/2$ , а  $\gamma_{1,2}$  — коэффициенты диссипации частиц с конечным временем жизни (задается обратной скоростью распада) в квантовых ямах. Для описания динамики БДК ключевую роль играют эффективная отстройка  $\Delta E$ , эффективный синий сдвиг  $\Lambda$  и разность энергий квантовых ям  $\delta$  (или же отстройка в лабораторном базисе экситонов и фотонов).

$$\Lambda = \frac{U_1 + U_2}{2K} N_T; \ \Delta E = \frac{E_1^0 - E_2^0}{2K} + \frac{U_1 - U_2}{4K} N_T; \ \delta = \frac{E_1^0 - E_2^0}{2K}$$
(12)

При перемасштабировании  $t2K/\hbar \to t$  второе УГП можно привести к виду:

$$-\dot{\phi} = \Delta E + \Lambda z(t) + \frac{z(t)}{\sqrt{1 - z^2(t)}} \cos \phi(t)$$
 (13)

Благодаря конкуренции туннелирования поляритонов через барьер между подсистемами и поляритон-поляритонного взаимодействия в системе могут наблюдаться различные динамические режимы. Как уже отмечалось ранее, Легетт различал в своей теории Раби-осцилляции [13] (эквивалентные одноатомной динамике), при которых тунеллирование (K) преобладает над взаимодействием (U), и джозефсоновский режим (проводится аналогия с джозефсоновским током в сверхпроводниках), где наоборот нелинейное взаимодействие преобладает над тунеллированием. В условиях резонанса и когда взаимодействие одинаково с обеих сторон  $U_1 = U_2$ , критерий перехода между режимами -  $UN_T/2K = \Lambda = 1$ . К сожалению, применимость данного условия ограничена резонансом и равенством взаимодействий. Далее мы рассмотрим обобщенную теорию [9], позволяющую различать режимы даже

при наличии отстройки, которая позволяет системе развивать джозефсоно-подобную динамику при Раби-осцилляциях.

#### 3.1.4 Современная теория БДК

Как известно на данный момент, предположение о схожих механизмах связи фазы и заселенности в БДК и СДК неверно [9]. Принято было считать, что причиной возникновения токов куперовских пар и поляритонов является разность фаз между подсистемами. Джозефсоновский ток течет из ямы с меньшей фазой в яму с большей фазой и исчезает, когда разность фаз равна нулю. В действительности же, разность фаз не играет какой-либо важной роли и зависит лишь от выбора базиса, а точнее от того, насколько близок базис измеряемых величин (фотоны и экситоны) к собственному базису системы (связанные состояния). Это удобно наблюдать в трехмерном пространстве  $\langle z, \phi \rangle$ , где уравнение движение представляется в наглядном виде окружностей на сфере (в литературе она обычно называется сферой Блоха) (рис.2). Ось  $\vec{z}_{\beta}$  определяется собственным базисом, ось  $\vec{z}$  – экситонфотонным.

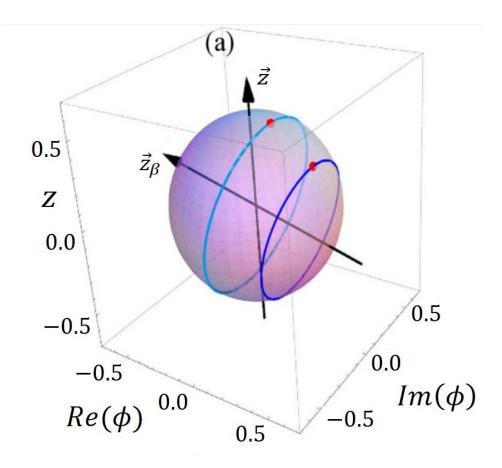


Рис. 2 (из [9]). Сфера Блоха в пространстве  $\langle z, \phi \rangle$ . Обе окружности на сфере – синяя и голубая – соответствуют чистым Раби-осцилляциям. Поскольку базис связанных состояний задает ось  $\vec{z}_{\beta}$ , то точки соответствующие поляритонам верхней и нижней ветвей находятся на полюсах, а экватор это Раби-осцилляции максимальной амплитуды. Расстояние от окружностей до экватора определяется содержанием UP и -поляритонов.

$$\left| \left\langle a_{1\beta}^{\dagger} a_{2\beta} \right\rangle \right|^2 + z_{\beta}^2 = (N_T/2)^2$$
 (14)

Здесь угол  $\beta$  — угол смешивания — показывает долю экситонной и фотонной составляющих в волновых функциях поляритонов,  $z_{\beta}$  — матрица плотностей в базисе собственных состояний,  $a_{i\beta}^{\dagger}$ ,  $a_{i\beta}$  — операторы рождения и уничтожения частиц в i- $\check{u}$  подсистеме в том же базисе.

В базисе собственных состояний график дисбаланса заселенностей всегда синусоида, а фаза всегда бегущая. В экситон-фотонном базисе динамический график дисбаланса заселенностей тоже синусоидальный, поскольку он задается проекцией движения по окружности на ось  $\vec{z}_{\beta}$ . Этого нельзя сказать об относительной фазе. Она зависит от фазы вектора, соединяющего центр

сферы и окружность на ней, а значит, ее изменение может быть сильно искажено. Осциллирующая фаза соответствует случаю, когда лабораторный базис фотонов и экситонов сильно отличается от базиса собственных состояний (дисбаланс заселенностей и относительная фаза), т.е. угол между  $\vec{z}_{\beta}$  и  $\vec{z}$  велик. В ином случае наблюдается режим бегущей фазы.

#### 3.1.5 Гамильтонов режим

Рассмотрим гамильтонов режим, т.е. режим без диссипации  $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$  и с постоянным числом частиц в подсистемах  $N_1 + N_2 = N_T \neq N_T(t)$  [8]. Для этого записываем Якобиан системы сопряженных уравнений Гросса-Питаевского  $J(K_1,K_2)$  и находим фиксированные точки  $(z_f,\phi_f)$  где  $K_{1,2}(z_f,\phi_f)=0$ :

$$\dot{z} \equiv K_1(z,\phi); \ \dot{\phi} \equiv K_2(z,\phi)$$
 (15)

$$J = \begin{pmatrix} \partial_z K_1 & \partial_\phi K_1 \\ \partial_z K_2 & \partial_\phi K_2 \end{pmatrix}_{(z_f, \phi_f)}$$
(16)

Для Раби-осцилляций  $U_1=U_2=0$  решения имеют простой замкнутый вид:

$$\phi_f = 0 \pm 2\pi; \ z_f = \frac{N_T}{2} \frac{\delta}{\sqrt{4+\delta^2}}$$
 (17)

$$\phi_f = \pi \pm 2\pi; \ z_f = -\frac{N_T}{2} \frac{\delta}{\sqrt{4+\delta^2}}$$
 (18)

Рассмотрим первое решение (17). Колебания заселенности сильно зависят от ее начального значения z(0). При увеличении z(0) и постоянном  $\Lambda$  их амплитуда растет, а сами они становятся ангармоническими, пока не падают с логарифмической расходимостью. В часто проводимой аналогии БДК с маятником это связано с тем, что «маятник» занял положение вертикально вверху в положении равновесия.

Если эффективная разность энергий в ямах  $\delta$  (мы рассматриваем несимметричный случай) превысит некоторое критическое значение  $\delta_{\rm c}$ , то

самоиндуцированная перенормировка энергий подавит тунеллирование, и большая часть частиц остается локализованной в одной из ям [6].

$$\delta_{\rm c} = \frac{1 - \sqrt{1 - 4z(0)^2} \cos\phi(0)}{z(0)^2} \tag{19}$$

Произойдет макроскопический квантовый самозахват с  $\langle z \rangle \neq 0$ . Он часто ассоциируется с джозефсоновской динамикой, однако в данном случае нелинейное взаимодействие полностью отсутствует. Критерий самозахвата также можно составить и для критического дисбаланса популяции  $z_c$  при постоянной разности энергий.

Собственные значения якобиана  $\lambda_1 = i\sqrt{4 + \Delta E^2}$ ;  $\lambda_2 = -i\sqrt{4 + \Delta E^2}$ , а значит  $\lambda_1\lambda_2 > 0$ ,  $\lambda_1 + \lambda_2 = 0$ . Следовательно, фиксированные точки для Рабиосцилляций являются центрами в фазовом пространстве.

Для случая ненулевого взаимодействия УГП представляются в виде:

$$4z_f + e^{i\phi_f} \left( \sqrt{1 - 4z_f^2} \left( \Delta E - 2z_f \Lambda \right) \right) = 0$$
 (20)

Дискриминант уравнения имеет порядок от второго до четвертого по z, где случаи высоких порядков (3-4) соответствуют Джозефсоновскому режиму. С точки зрения анализа стабильности, уравнения теперь имеют две или четыре фиксированные точки для Раби и джозефсоновского режима, соответственно. Это надежный критерий джозефсоновской динамики. Значение эффективного синего сдвига  $\Lambda_c$ , разделяющее режимы [9]:

$$\Lambda_c = \sqrt{4 + \Delta E^2 + \frac{6(2\Delta E^2)^{2/3}}{\Omega^{1/3}} + 3(2\Omega \Delta E^2)^{1/3}}$$
 (21)

где  $\Omega=4+\Delta E^2+|4-\Delta E^2|$ . Для симметричных ям с одинаковым межчастичным взаимодействием, где  $\Delta E=0$ , формула вырождается в  $\Lambda_c=2$ , а сами решения z-симметричны  $\phi_f=0\pm 2\pi m; z_f=0$  и  $\phi_f=\pi\pm 2\pi m; z_f=0$ . Стоить отметить, что при значительном увеличении  $\Lambda$ 

увеличивается и отстройка  $\Delta E$ , а вместе с ней и пороговое значение  $\Lambda_c$ . Таким образом, при больших значениях  $\Lambda$  и в условиях сильной отстройки преобладает режим Раби-осцилляций, а не Джозефсоновский режим. Что же касается фиксированных точек для случая ненулевого взаимодействия:

$$\phi_f = 0; \ \lambda_{1,2} = \pm \sqrt{2(2 - \Lambda (1 - 4z_f^2)^{3/2})} / \sqrt{1 - 4z_f^2}$$
 (22)

$$\phi_f = \pi; \ \lambda_{1,2} = \pm \sqrt{2(2 + \Lambda (1 - 4z_f^2)^{3/2})} / \sqrt{1 - 4z_f^2}$$
 (23)

Для  $\phi_f=0$  и  $\Lambda \leq \Lambda_c$  фиксированные точки являются центрами, для  $\Lambda > \Lambda_c$ одна из точек попадает в регион  $\lambda_1 \lambda_2 < 0$  и становится седловой точкой. Для  $\phi_f=\pi$  точки остаются центрами вне зависимости от синего сдвига. Наличие седловой точки, по сути, является еще одним критерием для идентификации Джозефсоновского режима при ненулевой отстройке. Что касается траекторий на сфере Блоха, по мере перехода от Раби-осцилляций к джозефсоновскому режиму окружность несколько раз значительно искажается, переходя от самопересекающейся кривой снова к окружности. Важно то, что будет ли фаза бегущей в лабораторном базисе или нет,  $\vec{z}$ . расположением определяется окружности относительно оси характеризующей этот базис. Это, в свою очередь, не является обязательным атрибутом какого-либо режима.

#### 3.1.6 Лиувиллевский режим

Теперь рассмотрим неравновесную систему, где существует ненулевая диссипация  $\gamma_{1,2} \neq 0$  и полное число частиц изменяется со временем по приближенной формуле:

$$N_T = N_T(t) \approx N_T(0)e^{-(\gamma_1 + \gamma_2)t/2}$$
 (24)

Существует и точное решение, имеющее более сложный вид из-за взаимодействий, но в рамках нашей задачи оно не обязательно.

Динамический режим фазы в таких условиях может переключаться в ходе развития системы, что неудивительно, учитывая, какую важную роль играет для БДК заселенность. Как уже отмечалось ранее, бегущей волне отвечает случай, когда окружность (или другая пространственная кривая на сфере Блоха) опоясывает ось  $\vec{z}$  (рис. 2). При активной диссипации окружность перейдет в спираль, движущуюся вдоль  $\vec{z}_{\beta}$  начиная с точки, отстоящей от центра на  $z_{\beta}$  и с фазой  $\phi_{\beta}$ :

$$z_{\beta} = \left(\rho\delta + 2Re\langle a_1^{\dagger}a_2\rangle\right)/(N_T\sqrt{4+\delta^2}) \tag{25}$$

$$\phi_{\beta} = arg \left[ Re \langle a_1^{\dagger} a_2 \rangle \frac{\delta}{\sqrt{4 + \delta^2}} - \frac{\langle a_1^{\dagger} a_1 - a_2^{\dagger} a_2 \rangle}{4 + \delta^2} + i Im \langle a_1^{\dagger} a_2 \rangle \right]$$
 (26)

В некоторый момент времени t окружность будет находиться на расстоянии  $z_{\beta}(t)$  от центра сферы Блоха:

$$z_{\beta}(t) \approx \frac{n_{1\beta}(0)e^{-\gamma_{1\beta}t} - n_{2\beta}(0)e^{-\gamma_{2\beta}t}}{2(n_{1\beta}(0)e^{-\gamma_{1\beta}t} + n_{2\beta}(0)e^{-\gamma_{2\beta}t})}$$
(27)

где  $n_{1\beta} \equiv \langle a_{1\beta}^{\dagger} a_{1\beta} \rangle; \; n_{2\beta} \equiv \langle a_{2\beta}^{\dagger} a_{2\beta} \rangle; \; \gamma_{1\beta} \equiv \gamma_1 cos^2(\beta) + \gamma_2 sin^2(\beta); \; \gamma_{2\beta} \equiv \gamma_2 cos^2(\beta) + \gamma_1 sin^2(\beta).$  В зависимости от разности энергий и диссипации, окружность может, как остаться в той же полусфере, где находилась изначально, так и переместиться в другую, проходя при этом через область бегущей фазы. Пересечение полюсов оси  $\vec{z}$  соответствует тому, что в лабораторном базисе популяция одной из ям обнулилась. Для абсолютно симметричных подсистем ( $\gamma_1 = \gamma_2, \delta = 0$ ) когда начальная заселенность  $z_0 = \pm N_T/2$  наблюдается случай оптимальной сильной связи с Рабиосцилляциями на полной амплитуде (и на частоте Раби). Относительная фаза, изначально равная  $\pi/2$  сохраняет значение  $\pm \pi/2$ , пока заселенность уменьшается, колеблясь около нуля. В резонансе, но при различном затухании ( $\gamma_1 \neq \gamma_2, \delta = 0$ ) заселенность падает быстрее, а фаза колеблется между  $\pi/2$  и  $-\pi/2$ . Когда  $\gamma_1 = \gamma_2, \delta \neq 0$  динамика напоминает гамильтонов

случай, с поправкой на то, что общая заселенность будет уменьшаться в ходе наблюдения.

Для дальнейшего анализа стабильности неравновесной системы мы находим собственные значения якобиана:

$$\lambda_1 + \lambda_2 = 4\Gamma_- z_f / N_T \tag{28}$$

$$\lambda_1 \lambda_2 = 4/(1 - 4(z_f/N_T)^2) - \Gamma_-^2 (1 - 4(z_f/N_T)^2) \tag{29}$$

Ненулевая диссипация приводит к появлению при  $\Lambda < \Lambda_c$  новых видов траекторий в фазовом пространстве  $\langle \lambda_1 + \lambda_2, \lambda_1 \lambda_2 \rangle$  — стабильных и нестабильных спиралей и узлов.

Когда  $\delta=0$  и  $U_1=U_2$ , критический синий сдвиг остается константой  $\Lambda_c=2$ . В иных же случаях,  $\Lambda_c$  зависит от времени через  $\Delta E$ , поскольку  $\Delta E=-\delta+(U_1-U_2)N_T/4K$ . Пороговое значение  $\Lambda$  для перехода в джозефсоновский режим увеличено, но на больших временах оно, очевидно, стремится к  $\Lambda_c$ . Поскольку  $\Lambda \sim N_T$  система возвращается к Раби-осцилляциям в конечном итоге.

Фиксированные точки при отсутствии взаимодействия (диссипативные Рабиосцилляции):

$$z_f^2 = \frac{N_T^2}{8\Gamma_-^2} \left( -4 + \Gamma_-^2 - \Delta E^2 + \sqrt{\Delta E^4 + 2\Delta E^2 (4 + \Gamma_-^2) + (\Gamma_-^2 - 4)^2} \right)$$
 (30)

$$\sin(\phi_f) = -\frac{\Gamma_-}{2} \sqrt{1 - 4(z_f/N_T)^2}$$
 (31)

Условием, разделяющим спирали и узлы, является  $(\lambda_1 + \lambda_2)^2 - 4\lambda_1\lambda_2 < 0$ . При ненулевой отстройки траектории всегда являются стабильными спиралями. Для  $\Delta E = 0$  и  $|\Gamma_-| \le 2$ ,  $z_f^2 = (\Gamma_-^2 - 4)N_T^{-2}/4\Gamma_-^2$ , а фиксированные точки это центры, как и в гамильтоновом режиме. При  $\Delta E = 0$  и  $|\Gamma_-| > 2$  траектории это нестабильные спирали.

Для случая ненулевого взаимодействия рассмотрим джозефсоновский режим сдвигом  $\Lambda$ много выше порогового значения. Учитывая синим вышесказанное, система рано или поздно вернется к Раби-осцилляциям из-за диссипации. В иных условиях возможны и другие сценарии - проход через двойную последовательность Джозефсона и Раби или при  $U_1 \neq U_2$ , z>0,  $\delta > 0$  обратный переход от Раби к Джозефсону. В процессе перехода дважды может возникнуть макроскопический квантовый самозахват с  $\langle z \rangle \neq 0$ . В первый раз он произойдет в Джозефсоновском режиме из-за взаимодействия U (классический пример), второй раз - в Раби-осцилляциях из-за отстройки  $\Delta E$ . Динамика фазы будет переключаться между четырьмя возможными состояниями: бегущая фаза Джозефсон – осцилляции Джозефсон – бегущая фаза Раби – осцилляции Раби. В целом, сочетание распада и нелинейности для частиц с различными взаимодействиями, таким образом, делает их динамику значительно богаче, чем предполагалось ранее.

#### 3.2 Экспериментальная часть

#### 3.2.1 Образец

Исследуемый образец выращен на подложке из GaAs методом молекулярнолучевой эпитаксии. Он состоит из двух распределенных брегговских отражателей и активного слоя  $\lambda/2$  между ними. Изначально на подложку нанесено 29 слоев GaAs/AlAs. Толщины и показатели преломления слоев немного отличаются с тем, чтобы выполнялось условие  $n_1 l_1 = n_2 l_2 = \lambda_{Br}/4$ , т.е. одинаковой фазы у волн, отраженных от каждой поверхности. За первым брегговским отражателем следует активный слой, в котором в четырех максимумах амплитуды (пучностях) электрического поля располагаются 12 узких квантовых ям In0.05Ga0.95As (по три в каждой пучности). Размещение нескольких ям в одной пучности нужно для усиления экситон-фотонной связи и увеличения экситонной плотности насыщения. Боровский радиус экситона Мотта в GaAs составляет  $a_B=\varepsilon\hbar^2/\mu e^2=110\,\mathrm{\AA}$ , так что яма шириной  $h = 100 \,\text{Å}$  вполне соответствует требованию  $0.5 \, a_B < h < a_B$ , а общая толщина много меньше далее на получившуюся структуру наносится слой GaAs шириной 950 Å и второе брегговское зеркало – 25 слоев GaAs/AlAs. Добротность полученной структуры составляет  $Q \sim 50000$ , расстройка между дном экситонной и фотонной ветвей  $\Delta_0 = -2.5 \text{ мэВ}$ , поляритонные ветви находятся на уровне  $E_{LP}=1454$  мэВ,  $E_{UP}=1462$ ,1 мэВ. Эффективная масса двумерного фотона в активном слое из GaAs на четыре порядка меньше массы экситона,  $m_{ph-2D} \approx 3.4*10^{-35} \, \mathrm{kr}$ , а значит дисперсией экситонной можно пренебречь. Для достижения ветви температур, необходимых для БЭК поляритонов (~ 2К), исследуемый образец был помещен в оптический гелиевый криостат.

#### 3.2.3 Оптическая схема

Образец исследовался в режиме пропускания. Импульсный титансапфировый лазер Tsunami, который накачивался лазером MilleniaPrime, выдавал импульсы света длительностью 3 пс и частотой 80 МГц. Энергия  $E_{LP}(0) = 1454$  мэВ фотона равна (резонансная одного Спектральная полуширина такого импульса составляла  $\delta E = 1$  мэВ, что больше, чем отстройка между нулевыми энергиями подсистем – ям потенциальной ловушки  $\Delta E^0 = E_1^0 - E_2^0$  (см. параграф 4.3 и рис. 5). С другой стороны, она меньше, чем энергетические расстояния до экситонного уровня  $E_{ex}(0) = 1459,4$  мэВ и верхней поляритонной ветви  $E_{UP}(0) = 1462$  мэВ. Таким образом, экситонные состояния на уровне  $E_{\rm ex}(0)$  и поляритоны на ветви  $E_{UP}$  не возбуждались.

В первую очередь лазерные импульсы поступали в блокиратор, затем через несколько зеркал и пластинку ослабителя в длинный оптоволоконный кабель, который был смотан кольцами. После прохождения пучка через кабель когерентность выходного сигнала значительно снижалась, поэтому возбуждалась слабокогерентным Ha система светом. выходе оптоволоконного кабеля стояла линза, градиентный фильтр и сплиттер. Для быстрых измерений мощности в схему после сплиттера добавлялся измеритель мощности оптического излучения. В фокусе линзы находились специальные диафрагмы. С их помощью перекрывали правую или левую части лазерного луча для возбуждения поляритонов с  $\langle k_{\parallel} \rangle \neq 0$ . Далее при помощи объектива возбуждающий световой луч фокусировался на образце в пятно с поперечным размером ~100 мкм. Излучение поляритонной системы собиралось при помощи широкоапертурного микроскопического объектива. Большая светосила обеспечивала пространственное разрешение ~1.5 мкм. После этого пучок следовал на линзу с другим фокусным расстоянием. В конечном итоге система из объектива и линзы формировала увеличенное в 9.5 раз исходное изображение на двух щелях – вертикальной и горизонтальной, которые вырезали небольшое окно в полученном изображении для изучения выделенной области. После щели были установлены еще две линзы, увеличивающие изображение в  $\sim 4$  раза. Увеличенное и фильтрованное изображение попадало на монохроматор, откуда переходило на стрик-камеру (streak camera). Пространственное разрешение подобной системы получалось около 1,5 мкм, разрешение в обратном пространстве 0.15 мкм $^{-1}$  ( $\sim 1^{\circ}$ ), временное разрешение стрик-камеры порядка 10 пс.

На входных щелях стрик-камеры формировалось изображение в реальном пространстве, откуда мы получали информацию о динамике заселенности квантовых ям. Исследования временной зависимости распределения поляритонов в импульсном пространстве проводились несколько иным методом. Для увеличенного изображения исследуемой области при помощи линз проводилось фурье-преобразование, вследствие чего получалось изображение распределения в импульсном пространстве.

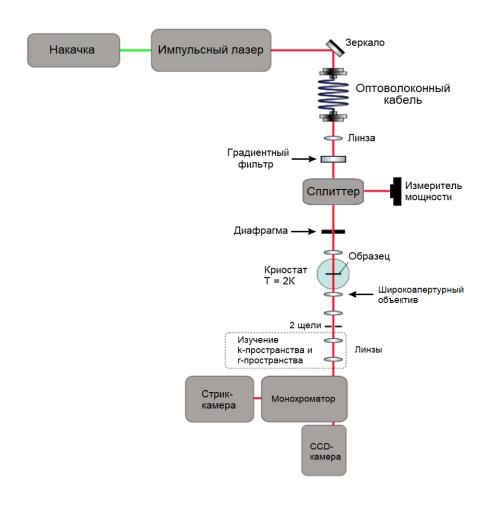


Рис. 3 Схема установки

#### 3.2.3 Эксперимент

В процессе выращивания образца методом молекулярно-лучевой эпитаксии в нем возникают области естественного линейного беспорядка, в которых флуктуирует экситонный уровень энергии, а вместе с ним колеблется и положение нижней поляритонной ветви. Флуктуации потенциала поляритонов могут представлять собой двойные ассиметричные ловушки, как показано на рис. 4. Именно в таких ловушках мы попытаемся пронаблюдать эффекты БДК.

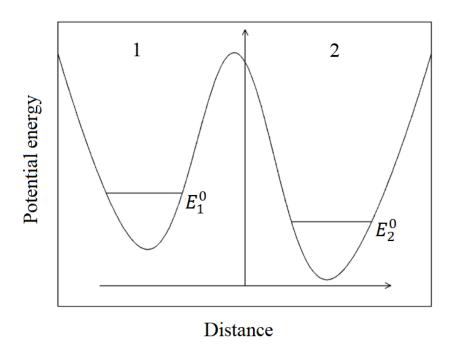


Рис.4 Изображение ассиметричной потенциальной ловушки. Нулевые уровни в ямах не равны друг другу  $E_1^0 \neq E_2^0$ 

Во многих экспериментах, связанных с исследованиями поляритонного БДК, используется нерезонансное возбуждение одной из подсистем гауссовым пучком импульсного лазера. Место падения пучка может быть изменено для того, чтобы задать начальный дисбаланс заселенности z(0). В нашем же случае накачка — резонансная. Поляритоны возбуждаются некогерентным светом с  $l_{\text{ког}} \sim 2.5$  мкм. Как было показано в предыдущих экспериментах с резонансным возбуждением [17], возбужденная система наследует когерентные свойства лазера.

# 3.2.4 Динамика резонансно возбужденной поляритонной системы

Исследование временной динамики поляритонной системы проводились при температуре 2К и мощности накачки 100 кВт/см<sup>2</sup> (диаметр пятна ~100мкм). Лазер испускал импульсы с энергией кванта, соответствующей дну нижней поляритонной ветви, длительностью 2 пс и спектральной полушириной ~ 1 мэВ. Поляритоны возбуждались сходящимся некогерентным лазерным

импульсом с апертурой 4 мкм $^{-1}$ , обеспечивающей возбуждение поляритонов в области  $|k_{\parallel}| < 1-1.2$  мкм $^{-1}$  и  $|E| < \sim 0.5$  мэВ. Для возбуждения поляритонов только с  $\langle k_{\parallel} \rangle > 0$  или  $\langle k_{\parallel} \rangle < 0$  перекрывалась правая или левая часть лазерного луча, соответственно. В этих случаях средний волновой вектор возбуждаемых поляритонов был не равен нулю  $\langle k_{\parallel} \rangle \neq 0$ .

Области образца с двойными потенциальными ловушками находились из анализа пространственного распределения интенсивности излучения поляритонов в возбуждаемом пятне. Из увеличенного изображения образца на ССD камере при помощи скрещенной щели вырезалась область соответствующая 30×30 мкм на образце. На рис. 5 показана область, в которой содержалась ассиметричная потенциальная ловушка размером ~12 мкм, состоящая из двух потенциальных минимумов («ямок») – более глубокой с размером ~8 мкм и менее глубокой ~4 мкм.

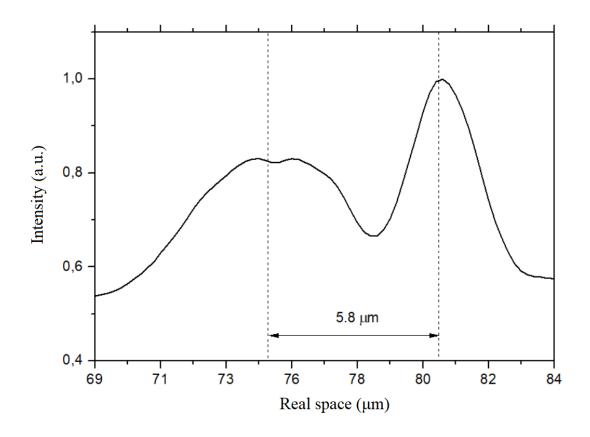


Рис. 5 Зависимость нормированной интенсивности излучения поляритонного конденсата в потенциальной ловушке от координаты *x*. Накачка проводилась с плотностью мощности  $100 \text{ kBt/cm}^2$ , при полностью открытой апертуре возбуждающего луча.

Для изучения динамики распределения поляритонов в реальном пространстве мы проанализировали временные зависимости интенсивностей излучения поляритонов в реальном пространстве (рис. 6), записанные с использованием стрик-камеры с временным разрешением ~8 пс и пространственным разрешением ~1.5 мкм. Для измерения интенсивности излучения поляритонов в каждой яме по-отдельности на пространственной оси х (Real space на рис. 6) выбирались отрезки шириной ~3 мкм.

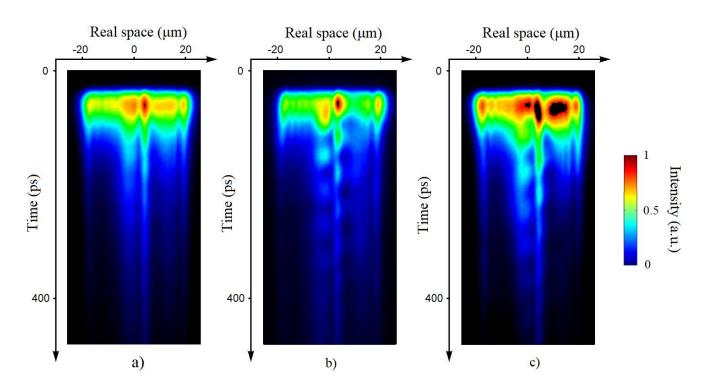


Рис. 6 Динамика распределения поляритонов в реальном пространстве. а) возбуждение светом с полной апертурой - случай полного k-пространства, b) — перекрыта левая часть лазерного пучка,  $\langle k_{\parallel} \rangle < 0$ , c) перекрыта правая часть пучка  $\langle k_{\parallel} \rangle > 0$ .

Зависимости интенсивности излучения поляритонов от времени в двух ямах ловушки показаны на рис. 7 **а,с,е**. На рисунке видно, что при любых конфигурациях системы (возбуждение светом с полной апертурой, при перекрытии правой  $\langle k_{\parallel} \rangle > 0$  или левой части пучка  $\langle k_{\parallel} \rangle < 0$ ) наблюдаются

затухающие осцилляции интенсивности излучения поляритонов между двумя ямами.

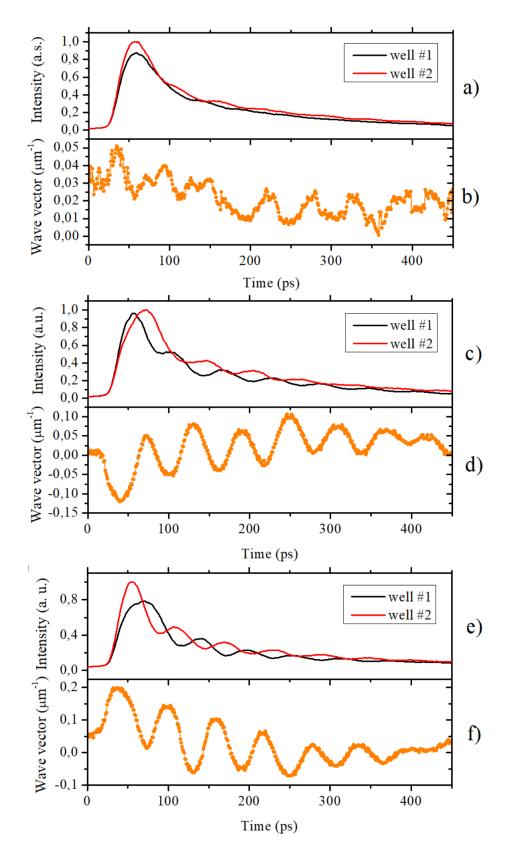


Рис. 7 Зависимости интенсивности излучения поляритонов из ям ловушки и их среднего планарного волнового вектора в ловушке от времени. Well#1 – первая яма, Well#2 –

вторая. a), b) соответствуют случаю возбуждения светом с полной апертурой, c)-d) — перекрыта левая часть пучка  $\langle k_{\parallel} \rangle < 0$ , e)-f) — перекрыта правая  $\langle k_{\parallel} \rangle > 0$ . Интенсивность **a**),**c**),**e**) нормирована на максимальную в рамках одного эксперимента max  $(I_1^0, I_2^0)$ , где  $I_i^0$ , i=1,2 — максимальные интенсивности излучения поляритонных квазиконденсатов в подсистемах.

Динамика распределения излучения поляритонов в k-пространстве показана на рис. 8. Она была определена из измерений фурье-преобразованиного с помощью линз излучения поляритонов из области потенциальной ловушки. Зависимости планарного волнового вектора поляритонов от времени показаны на рис 7 b, d, f.

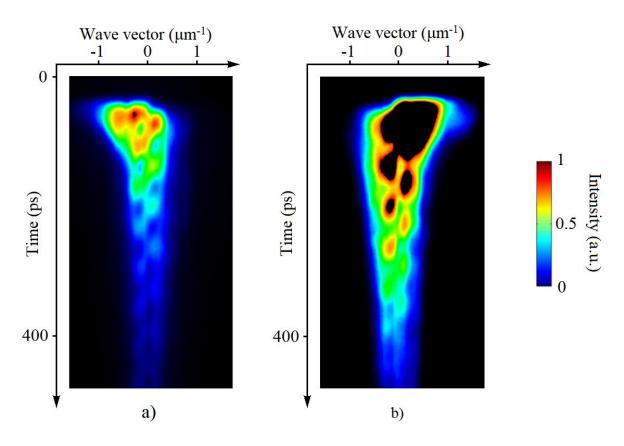


Рис. 8 Динамика распределения излучения поляритонов в k-пространстве. a) перекрыта левая часть лазерного пучка  $\langle k_{\parallel} \rangle < 0$ , b) перекрыта правая часть пучка  $\langle k_{\parallel} \rangle > 0$ .

Далее для каждого момента времени t находился средний волновой вектор конденсата в ловушке (рис. 7  $\mathbf{b}$ , $\mathbf{d}$ , $\mathbf{f}$ ). Легко заметить, что после возбуждения поляритонов лазерным импульсом в образце возникает ненулевой поток поляритонов из одной ямы в другую. Значение среднего планарного

волнового вектора конденсата колеблется около нуля с амплитудой  $\sim 0.1~\rm Mkm^{-1}$ , а дисбаланс заселенностей (пропорциональный разности интенсивностей излучения) следует за ним со сдвигом в  $\pi/2$ . (рис. 7). Такое поведение свидетельствует о том, что мы рассматриваем поляритонный БДК, возникновение которого в данной системе совсем не очевидно. Изначально длина когерентности света, которым накачиваются поляритонная система в ловушке, составляет  $l_{\rm kor} \sim 2.5~\rm Mkm$ ,  $l_{\rm kor} < w_1 < w_2$ , где  $w_i$  характерный размер i-ой ямы, но она быстро растет и достигает величины  $w_1 + w_2$  уже к моменту  $t \sim 30~\rm nc$  ( $t \sim 0~\rm -$  время включения развертки на стрик-камере). В связи с этим мы сначала наблюдаем установление одинаковой фазы конденсатов за счет потока поляритонов ( $\Delta t \sim 20~\rm -50~nc$ ) а затем когерентные колебания заселенности между ямами.

Как видно из (рис. 9), колебания относительного дисбаланса заселенности в случае возбуждения светом с полной апертурой имеют амплитуду на порядок меньшую  $\sim 0.025 N_T$ , чем при  $\langle k_\parallel \rangle > 0$  или  $\langle k_\parallel \rangle < 0$ , когда амплитуда составляет  $\sim 0.2 N_T$ , где  $N_T(t) = N_1(t) + N_2(t)$  — суммарная концентрация поляритонов в двух ямах в момент времени t. Это связано с тем, что начальный дисбаланс заселенности в этом случае крайне мал  $Z(t=0)\cong 0$ , поскольку  $\langle k_\parallel \rangle_{t=0}\approx 0$ .

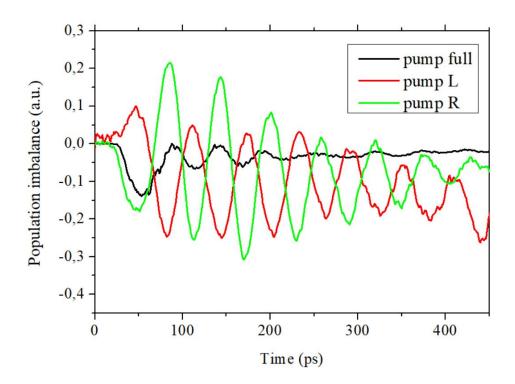


Рис. 9 Зависимости относительного дисбаланса заселенностей  $Z=(N_1-N_2)/N_T$  от времени, где  $N_T(t)=N_1(t)+N_2(t)$  – суммарная концентрация поляритонов в двух ямах в момент времени t. Три кривые соответствуют накачке поляритонов в случае ничем не перекрытого пучка (pump full),  $\langle k_{\parallel} \rangle > 0$ ,  $\langle k_{\parallel} \rangle < 0$  соответственно (pump L и pump R)

Амплитуда колебаний заселенности падает со временем, что говорит о том, что система диссипативна. В тоже время, как можно видеть на рис. 7 (d,f), амплитуда колебаний поляритонного квазиимпульса в ловушке также постепенно уменьшается за время наблюдения.

Рассмотрим динамические режимы БДК применительно к нашей системе. Потенциальные ямы ловушки несимметричны, поэтому расстройка собственных поляритонных уровней в ямах может не равняться нулю, обозначим её  $\delta$ . Константы поляритон-поляритонного взаимодействия в подсистемах одинаковые  $U_1 = U_2$ , поэтому эффективная отстройка  $\Delta E = -\delta/K$ . Эффективный синий сдвиг  $\Lambda_c$ , разделяющий Раби-осцилляции и Джозефсоновский режим (21):

$$\Lambda_c = \sqrt{4 + \Delta E^2 + \frac{6(2\Delta E^2)^{2/3}}{\Omega^{1/3}} + 3(2\Omega \Delta E^2)^{1/3}}$$
 (32)

 $\Omega = 4 + \Delta E^2 + |4 - \Delta E^2|$ . Исследование спектрального состава поляритонов двойной излучения ИЗ ловушки показывает, что рассогласование уровней не превышает величину затухания поляритонного уровня в MP, поэтому в дальнейшем будем полагать  $\delta = 0$ . Таким образом, ожидается, что критический синий сдвиг для перехода в Раби-режим будет фиксированным  $\Lambda_c=2$ . Синий сдвиг  $\Lambda$  постепенно уменьшается из-за ненулевой диссипации вместе с полным числом частиц  $\Lambda \sim N$ , и БДК неминуемо окажется в области, где тунеллирование преобладает над взаимодействием  $\Lambda < \Lambda_c$ . Следовательно, если система изначально в Джозефсоновском режиме, то она перейдет к Раби-осцилляциям в конечном итоге. В эксперименте наблюдаются затухающие колебания распределений поляритонов в реальном и импульсном пространствах, частота колебаний постоянна большую часть времени (рис. 10), отсутствуют какие-либо признаки изменения режима или макроскопический квантовый самозахват, поскольку  $\langle Z \rangle \approx 0$ . Отсюда следует вывод, что наша система в основном находится в режиме диссипативных Раби-осцилляций. Однако отменить, что на начальном этапе эволюции системы, в области больших концентраций поляритонов, период осцилляций Z несколько больше периода на больших временах. Это отличие следует связать с влиянием поляритон-поляритонного взаимодействия.

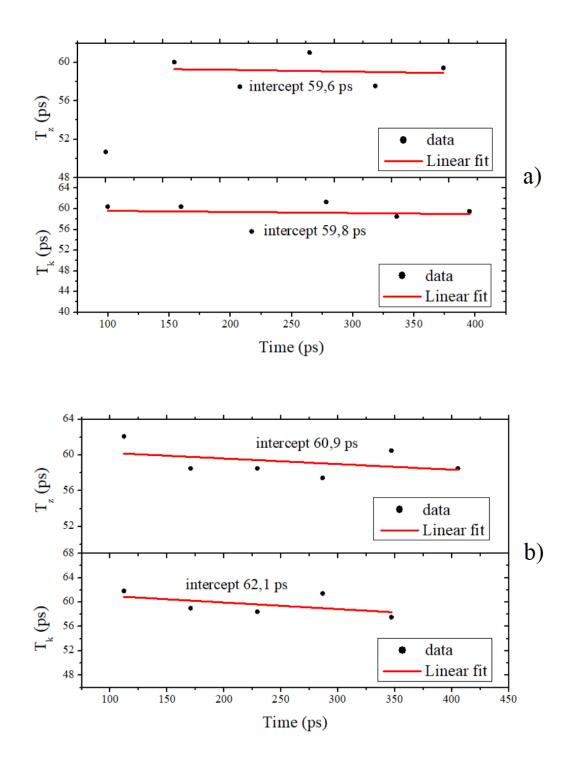


Рис. 10. Зависимость периода колебаний относительного дисбаланса заселенности  $T_Z$  и периода колебаний волнового вектора  $T_k$  от времени для разных конфигураций системы а) -  $\langle k_{\parallel} \rangle > 0$ , b) -  $\langle k_{\parallel} \rangle < 0$ . На графиках показана точка пересечения прямой с осью  $T_Z, T_k$ . Малые начальные значения объясняются тем, что период осцилляций еще слабо определен в моменты времени  $0 \le t \le 100$ .

Период Раби-осцилляций не изменяется при накачке поляритонов с  $\langle k_{\parallel} \rangle \neq 0$  (рис.10), колебания остаются гармоническими. Из независимости периода колебаний от начальных условий мы заключаем, что при любых

конфигурациях системы мы имеем дело с Раби-осцилляциями малой амплитуды. Определив период Раби-осцилляций  $T_R$ , из рис. 10, можно определить энергию туннелирования между ямами (в приближении слабого взаимодействия):

$$\frac{1}{T} = \frac{\sqrt{2UN_{tot}K + (2K)^2}}{2\pi\hbar} \approx \frac{K}{\pi\hbar} \tag{33}$$

Где T — период Раби-осцилляций, K — энергия туннелирования,  $N_{tot}$  — полное число частиц, U — средняя энергия взаимодействия. Таким образом находим, что энергия туннелирования:  $K \cong 34$  мкэВ.

#### 4. Заключение

В рамках выполненных исследований было обнаружено, что резонансное фотовозбуждение экситонных поляритонов пикосекундными импульсами под углом к нормали к плоскости МР является эффективным методом возбуждения джозефсоновских осцилляций экситон-поляритонного конденсата в потенциальных ловушках, состоящих из двух туннельно связанных ям. Найдено, что в широком интервале плотностей возбужденная поляритонов система находится в режиме затухающих гармонических Рабиосцилляций, которые описываются в рамках модели двух туннельновзаимодействующих затухающих поляритонных конденсатов. На начальном этапе, когда в системе существенны эффекты поляритон-поляритонного взаимодействия, период осцилляций несколько больше, чем в режиме Рабиосцилляций на больших временах. Нами планируется дальнейшее изучение динамики системы экситонных поляритонов в двойных ловушках, в исследование фазовых характеристик поляритонной ВФ частности, ловушке.

#### 5. Список литературы

- [1] Josephson B.D. Phys. Lett., 1962, 1, 251
- [2] 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).
- [3] Gati, R. & Oberthaler, M. K. A Bosonic Josephson junction. J. Phys. B.: At. Mol. Phys. 40, R61 (2007).
- [4] S. Levy et al., Nature (London) 449, 579 (2007).
- [5] M. Albiez et al., Phys. Rev. Lett. 95, 010402 (2005).
- [6] Raghavan, S., Smerzi, A., Fantoni, S. & Shenoy, S. R. Coherent oscillations between two weakly coupled Bose–Einstein condensates: Josephson effects, π-oscillations, and macroscopic quantum self-trapping. Phys. Rev. A 59, 620 (1999).
- [7] Lagoudakis, K. G., Pietka, B., Wouters, M., André, R. & Deveaud-Plédran, B. Coherent oscillations in an exciton-polariton Josephson junction. Phys. Rev. Lett. 105, 120403 (2010).
- [8] Voronova, N. S., Elistratov, A. A. & Lozovik, Y. E. Detuning-controlled internal oscillations in an exciton-polariton condensate. Phys. Rev. Lett. 115, 186402 (2015).
- [9] Rahmani, A. and Laussy, F. P. Polaritonic Rabi and Josephson Oscillations. Sci. Rep. 6, 28930; doi: 10.1038/srep28930 (2016).
- [10] Пекар, С.И. Теория электромагнитных волн в кристалле, в котором возникают экситоны// ЖЭТФ.— 1957.— №6.— С.785.
- [11] Пекар,С.И. Дисперсия света в области экситонного поглощеН ния в кристаллах// ЖЭТФ.— 1958.— №7.— С.813.

- [12] Hopfield, J.J. Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals// Phys. Rev.—1958.— Vol.112.— P.1555.
- [13] Leggett, A. J. Bose–Einstein condensation in the alkali gases: Some fundamental concepts. Rev. Mod. Phys. 73, 307 (2001).
- [14] Landau, L. & Ginzburg, V. On the theory of superconductivity. Zh. Eksp. Teor. Fiz 20, 1964 (1950).
- [15] L. P. Pitaevskii, Sov. Phys. JETP 13, 451 ~1961!; E. P. Gross,Nuovo Cimento 20, 454 ~1961!; J. Math. Phys. 4, 195 ~1963
- [16] Smerzi, A., Fantoni, S., Giovanazzi, S. & Shenoy, S. R. Quantum coherent atomic tunnelling between two trapped Bose–Einstein condensates. Phys. Rev. Lett. 79, 4950–4953 (1997).
- [17] 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. Physical Review B. 94. 10.1103/PhysRevB.94.195302.