

# ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ХРАНЕНИЕ КВАНТОВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ НА ОСНОВЕ ПОЛЯРИТОНОВ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

А. П. Алоджанц<sup>1</sup>, С. М. Аракелян<sup>1</sup>, С. Н. Багаев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Владимирский государственный университет, Владимир

<sup>2</sup> Институт лазерной физики РАН, Новосибирск

alodjants@vlsu.ru, arak@vlsu.ru, bagayev@laser.nsc.ru

**PACS 42.50.Nn, 05.30.Jp, 32.70.Jz**

В работе обсуждаются различные аспекты фазовых переходов и бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) для двумерного газа поляритонов, формирующихся в полупроводниковых и атомных микро- и наноструктурах; рассмотрение ведется с точки зрения существующих экспериментальных возможностей и имеющихся технологических достижений. Предложен новый тип пространственно-периодической структуры - поляритонный кристалл (ПК), образованный двумерной решеткой удерживаемых двухуровневых атомов и взаимодействующих с электромагнитным полем в решетке туннельно-связанных микрорезонаторов. Основной акцент сделан на выяснении механизмов формирования когерентных поляритонов, определяемых связанными состояниями оптического поля и атомной среды для нижней ветви дисперсионной кривой поляритонов. Проанализированы случаи существенного изменения (замедления) групповой скорости оптических волновых пакетов в условиях квазиконденсации (или истинной конденсации) поляритонов. Показано, что структура ПК позволяет полностью локализовать поляритоны, что может быть использовано как для получения квазиконденсации поляритонов нижней дисперсионной ветви, так и для записи и хранения квантовой оптической информации распространяющегося светового излучения.

**Ключевые слова:** фазовые переходы, пространственно-периодические среды и фотонные кристаллы, поляритоны, квантовая информация.

## 1. Введение. Фазовые переходы в системе двумерного газа поляритонов

Эксперименты по бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) макроскопически большого числа атомов (см. например, [1]) оказали большое влияние на развитие различных направлений современной квантовой и лазерной физики, а также в приложениях для задач квантовой информации и фотоники. При реализации БЭК, когда в условиях температурного фазового перехода макроскопически большое число атомов находится на основном (нижнем) квантовом уровне, формируется новое когерентное состояние вещества. Это проявляется в том, что, например, в предельном случае температуры  $T = 0$  ансамбль атомов конденсата, как и каждый атом в отдельности, описываются общей волновой функцией  $\Psi(r, t)$ , соответствующей когерентному состоянию. В данном аспекте явление БЭК аналогично процессу лазерной генерации, когда, например, в резонаторных схемах происходит фазовая синхронизация мод светового излучения (ср. с [2]). Отличительной особенностью состояния БЭК атомов является их равновесное состояние, что для «стандартных» лазерных систем (с инверсией населенностей) является практически невыполнимым ввиду

не равновесного характера взаимодействия среды и квантованного поля излучения в резонаторе (ср. с [3]). Для источников когерентного излучения *без инверсии* населенностей, таких как лазеры без инверсии населенностей [4], низкопороговые поляритонные лазеры [5] и др. вопросы получения термодинамического равновесия связанных состояний среды и поля являются на сегодняшний день чрезвычайно актуальными и требуют своего отдельного рассмотрения в каждом конкретном случае, в т. ч. и с учетом временного масштаба протекающих физических процессов (ср. с [6]). Именно такие, безинверсные системы анализируются в данной работе.

Несмотря на впечатляющие успехи в плане получения БЭК атомов, необходимость поддержания сверхнизких температур (десятки нК) налагает принципиальные ограничения на возможность их практического использования. В этой связи чрезвычайно важным становится вопрос о получении макроскопически когерентных состояний вещества при относительно высоких (вплоть до комнатных) температурах.

Возможным решением данной проблемы может быть использование квазиконденсации двумерного слабозаимодействующего бозе-газа поляритонов; такая квазиконденсация происходит в результате фазового перехода Костерлица—Таулеса (Kosterlitz—Thouless) к сверхтекучему состоянию двумерных бозе-систем, для которых истинная (true) бозе-Эйнштейновская конденсация (в отсутствии удержания частиц газа в ловушке) невозможна. Хотя данные состояния нельзя считать конденсатом в строгом термодинамическом смысле из-за неравновесного состояния системы в целом, однако при определенных условиях, налагаемых на характер реализуемых взаимодействий, и в заданных временных интервалах термализации, поляритоны, действительно, могут конденсироваться; их распределение удовлетворяет функции распределения Бозе—Эйнштейна идеального газа бозонов (см. [7]).

В настоящее время определенный успех в получении квазиконденсации поляритонов достигнут для полупроводниковых микро- и наноструктур — квантовых ям, помещенных в полупроводниковые микрорезонаторы, которым посвящено большое количество публикаций — см, например, [8–11]. В частности, в работе [8] для этих целей был задействован полупроводниковый микрорезонатор на основе структуры CdTe/CdMgTe с помещенным внутрь образцом, состоящим из 16 квантовых ям. В эксперименте регистрировалось распределение фотолуминесценции как функции от угла  $\Theta$ , определяемой выражением  $k_{\parallel} = (E/\hbar c) \sin \Theta$ , где  $k_{\parallel}$  — составляющая волнового вектора поляритонов с энергией  $E$ , параллельно зеркалам резонатора. При достижении пороговой мощности  $P_{th} \simeq 1,67$  кВт/см<sup>2</sup> и критической температуре  $T_c = 19$  К поляритоны начинают заполнять низшее энергетическое состояние, соответствующее их нижней дисперсионной ветви. При этом необходимым условием является так называемое условие сильной связи между экситонами и квантованным полем в резонаторе, когда выполняется неравенство (ср. с [2]):

$$\omega_c = \sqrt{\frac{2\pi d^2 \omega_0 n}{\hbar}} \gg 1/\tau_{coh}, \quad (1)$$

где  $\omega_c$  — кооперативная частота, определяющая коллективные эффекты взаимодействия экситонов и поля,  $\omega_0$  — частота перехода,  $d$  — дипольный момент перехода,  $n$  — плотность экситонного газа,  $\tau_{coh}$  — характерное время когерентности среды. При этом само поле является слабым (по числу фотонов).

В таблице 1 приведены численные данные сравнительных характеристик получения бозе-конденсации для двух систем — атомного газа и газа поляритонов. Принципиальным моментом здесь является то, что относительно высокие температуры фазового перехода для поляритонов фактически обусловлены их малой массой.

Системы Типичные характеристики	Атомный газ	Резонаторные поляритоны в полупроводниковых наноструктурах
Эффективная масса $m/m_{at}$ , $m_{at}$ — масса свободного атома	1	$10^{-9} \sim 10^{-10}$
Боровский радиус $a_B$	0,01 нм	10 нм
Расстояние между частицами $n^{-1/D}$ , $D$ — размерность газа	0,1 мкм	1 мкм
Время жизни	1 с	1 ~ 10 пс
Время термализации	1 мс	1 ~ 10 пс
Критическая температура $T_c$	1 нК ~ 1 мкК	1 К ~ 300 К

ТАБЛИЦА 1. Сравнительные характеристики БЭК для атомов и поляритонов, образующихся в полупроводниковых структурах, ср. с [1, 7–14]

Обратимся теперь к основным статистическим свойствам ансамбля частиц в двумерном пространстве, к которым можно отнести резонаторные поляритоны при соблюдении условия сильной связи (1).

Переход к квантовому газу бозе-частиц, образующихся на двумерной поверхности, в этом случае реализуется при  $T \leq T_d$ , где

$$T_d = \frac{2\pi\hbar^2 n_2}{mk_B} \quad (2)$$

представляет температуру квантового вырождения газа,  $n_2$  — двумерная плотность частиц в плоскости, перпендикулярной оси резонатора.

Однако, для идеального газа, даже при наличии вырождения, как это известно, не существует (отличной от нуля) температуры фазового перехода к конденсации. Вместе с тем истинная бозе-эйнштейновская конденсация всё же возможна при наличии внешнего потенциала удерживающего частицы в ловушке. В этом случае критическая температура перехода к истинной конденсации может быть определена из выражения (ср. с [12, 13]):

$$T_c = \sqrt{\frac{2\hbar^2 NU_0}{k_B^2 m r_0^2 g_2(2, 0)}}, \quad (3)$$

где  $g_2(2, 0) \approx 1,645$ ,  $r_0$  — поперечный размер области удержания,  $N$  — число частиц,  $U_0$  — потенциал удержания в центре ловушки.

На практике обычно используют гармоническую ловушку с потенциалом удержания частиц:

$$U(r) = U_0 \frac{r^2}{r_0^2}, \quad (4)$$

где  $r$  — поперечная координата. Например, авторы работы [9] для целей удержания поляритонов в условиях (4) использовали постоянное механическое напряжение, приложенное к полупроводниковому образцу. При атомно-оптических взаимодействиях удержание поляритонов может быть достигнуто с помощью специальных волноводов (см. [14]). Заметим, что в условиях имеющихся экспериментов по получению БЭК для связанных состояний среды и поля тепловая энергия  $k_B T$  существенно больше энергии  $\hbar\omega_{tr}$  ( $\omega_{tr} \sim \sqrt{U_0}$ ), определяющей удержание частиц в ловушке, ср. с [6, 9].

В результате при температурах  $T \leq T_c$  двумерный бозе-газ, удерживаемый гармонической ловушкой, находится в основном состоянии; число частиц в этом состоянии  $N_0$

зависит от температуры в соответствии с соотношением:

$$N_0 \approx N \left( 1 - (T/T_c)^2 \right). \quad (5)$$

С учетом взаимодействия частиц картина существенно меняется. Даже слабое их взаимодействие приводит к так называемой квазиконденсации двумерного бозе-газа, которую называют фазовым переходом Костерлица—Таулеса (см., например, [13]). Суть данного явления заключается в том, что на двумерной поверхности, ограничивающей неидеальный газ бозе-частиц при температурах ниже  $T_{KT}$ , образуются капельки БЭК, обладающие всеми свойствами сверхтекучести, но не являющиеся фазово коррелированными. При этом сама критическая температура  $T_{KT}$  может быть найдена из выражения:

$$T_{KT} = \frac{\pi \hbar^2 n_S}{2mk_B}, \quad (6)$$

где  $n_S$  — плотность сверхтекучей жидкости на двухмерной поверхности. Как показывают расчёты (см., например, [13]), величина  $T_{KT}$  приблизительно в 4 раза меньше температуры вырождения для идеального бозе-газа.

Таким образом, в двумерном случае бозе-газ может претерпевать два различных типа фазовых перехода. При этом для атомных систем значения критических температур истинной конденсации (3), а также квазиконденсации (6) являются чрезвычайно низкими и по-прежнему лежат в областях десятков (сотен) нанокельвинов. С другой стороны, для рассматриваемых в работе бозе-частиц — поляритонов, фазовые переходы могут происходить при значительно более высоких температурах. Это связано в первую очередь с тем, что их эффективная масса существенно меньше массы атомов (см. таблицу 1). Именно данное обстоятельство делает их привлекательными для физических исследований и перспективными для возможных практических приложений.

Следует однако, иметь ввиду, что для полупроводниковых структур характерное время  $\tau_{coh}$  достаточно мало и составляет всего  $10^{-12}$ – $10^{-11}$  с (см. таблицу 1). Кроме того, эффекты ионизации экситонов, а также наличие примесей в образце, которые ограничивают возможности микроскопических систем в рамках существующих технологий, играют негативную роль при получении макроскопического конденсата поляритонов особенно при высоких температурах. Это делает проблематичным его использование в приложениях, например, для целей квантовой обработки информации. В этой связи актуальным представляется получение поляритонного конденсата в атомных микро- и наноструктурах, где время жизни ограничено временем жизни возбужденных атомных состояний, составляющих десятки наносекунд. В частности, в работе [15] впервые было предсказано время термализации связанных (одетых) атомно-оптических состояний и продемонстрировано формирование ими термодинамически равновесного состояния при взаимодействии атомов рубидия с частицами буферного газа при высоком давлении и высокой температуре (530 К), находящихся в условиях оптических столкновений. Явление ограничивалось только спонтанными переходами для возбужденных состояний этих атомов.

В настоящей работе будут рассмотрены квантовые статистические свойства газа поляритонов, формирующихся в атомных микроструктурах, температура которых определяется временем удержания атомов в решетке. Материал статьи распределен следующим образом.

В разделе 2 будет предложена решеточная модель для поляритонов, основанная на удержании двухуровневых атомов в оптической решетке и взаимодействующих с световым полем в системе резонаторов, что позволяет осуществить их (поляритонов) квазиконденсацию. Предельно возможная групповая скорость поляритонов с учетом их взаимодействия, а также неравновесных процессов релаксации обсуждается в разделе 3. Физические основы

записи информации на основе поляритонов нижней дисперсионной ветви, формирующихся в рассматриваемой пространственно-периодической структуре, будут предложены в разделе 4. В заключении сформулированы основные выводы работы.

## 2. Поляритоны в атомных микроструктурах

Пространственно-периодические структуры атомов, заключенных в оптические резонаторы, открывают новые перспективы для исследования критических явлений в связанных атомно-оптических системах. Создание и развитие методов удержания атомов в оптических решетках различной конфигурации способствовало широкому развитию исследований различных аспектов фазовых переходов для связанных атомно-оптических состояний [16]. В частности, речь идет о квантовых фазовых переходах, происходящих при абсолютном нуле температуры, о переходах типа металл-диэлектрик, о фазовых переходах к сверхизлучению, и др. (см., например, [17–21]).

С другой стороны, современный уровень развития нанотехнологий и нанофотоники делает возможным создание периодических структур на основе цепочек связанных микрорезонаторов — так называемые связанные волноводные оптические резонаторы (coupled resonator optical waveguides), в которых помещены двух- или трех- уровневые атомы [22]. При этом наиболее перспективным выглядит использование микрорезонаторов нового поколения (см. например, [23]) с высоким  $Q$ -фактором, для которых условие сильной связи между квантованным излучением и атомами выполняется вплоть до одиночного атома.

В этой связи недавно нами был предложен так называемый поляритонный кристалл (ПК), позволяющий полностью локализовать поляритоны в своей структуре, аналогично «запиранию» фотонов в фотонном кристалле [21].

На рис. 1 представлена модель двумерного поляритонного кристалла, рассматриваемого нами. Она состоит из решетки  $M$  туннельно-связанных микрорезонаторов в плоскости  $XY$ , образованных в структуре двумерного фотонного кристалла с дефектами. При этом каждый резонатор содержит небольшое (но макроскопическое) количество двухуровневых атомов, взаимодействующих с электромагнитным полем. Кроме того, система атомов снаружи помещена в двумерную оптическую решетку, минимумы которой совпадают с местоположением резонаторов, образованных дефектами фотонного кристалла.

Можно показать, что в приближении так называемой тесной связи (tight-binding approximation) — см., например, [24], полный Гамильтониан  $H = H_{at} + H_{ph} + H_{int}$  обсуждаемой атомно-оптической системы может быть представлен в виде  $H_{at}$ ,  $H_{ph}$  — описывает атомную и оптическую части, соответственно,  $H_{int}$  — Гамильтониан взаимодействия):

$$H_{at} = \hbar \sum_{n_x, n_y} \left[ \omega_{n_x n_y}^{(a)} a_{n_x n_y}^\dagger a_{n_x n_y} - \beta_{n_x}^{(a)} \left( a_{n_x n_y}^\dagger a_{n_x+1 n_y} + a_{n_x n_y}^\dagger a_{n_x-1 n_y} \right) - \beta_{n_y}^{(a)} \left( a_{n_x n_y}^\dagger a_{n_x n_y+1} + a_{n_x n_y}^\dagger a_{n_x n_y-1} \right) + \omega_{n_x n_y}^{(b)} b_{n_x n_y}^\dagger b_{n_x n_y} - \beta_{n_x}^{(b)} \left( b_{n_x n_y}^\dagger b_{n_x+1 n_y} + b_{n_x n_y}^\dagger b_{n_x-1 n_y} \right) - \beta_{n_y}^{(b)} \left( b_{n_x n_y}^\dagger b_{n_x n_y+1} + b_{n_x n_y}^\dagger b_{n_x n_y-1} \right) \right], \quad (7a)$$

$$H_{ph} = \hbar \sum_{n_x, n_y} \left[ \omega_{n_x n_y, ph} \psi_{n_x n_y}^\dagger \psi_{n_x n_y} - \alpha_{n_x} \left( \psi_{n_x n_y}^\dagger \psi_{n_x+1 n_y} + \psi_{n_x n_y}^\dagger \psi_{n_x-1 n_y} \right) - \alpha_{n_y} \left( \psi_{n_x n_y}^\dagger \psi_{n_x n_y+1} + \psi_{n_x n_y}^\dagger \psi_{n_x n_y-1} \right) \right] \quad (7b)$$

$$H_{int} = \hbar \sum_{n_x, n_y} \frac{g}{\sqrt{N_{n_x n_y}}} \left[ \psi_{n_x n_y}^\dagger a_{n_x n_y}^\dagger b_{n_x n_y} + b_{n_x n_y}^\dagger a_{n_x n_y} \psi_{n_x n_y} \right], \quad (7b)$$

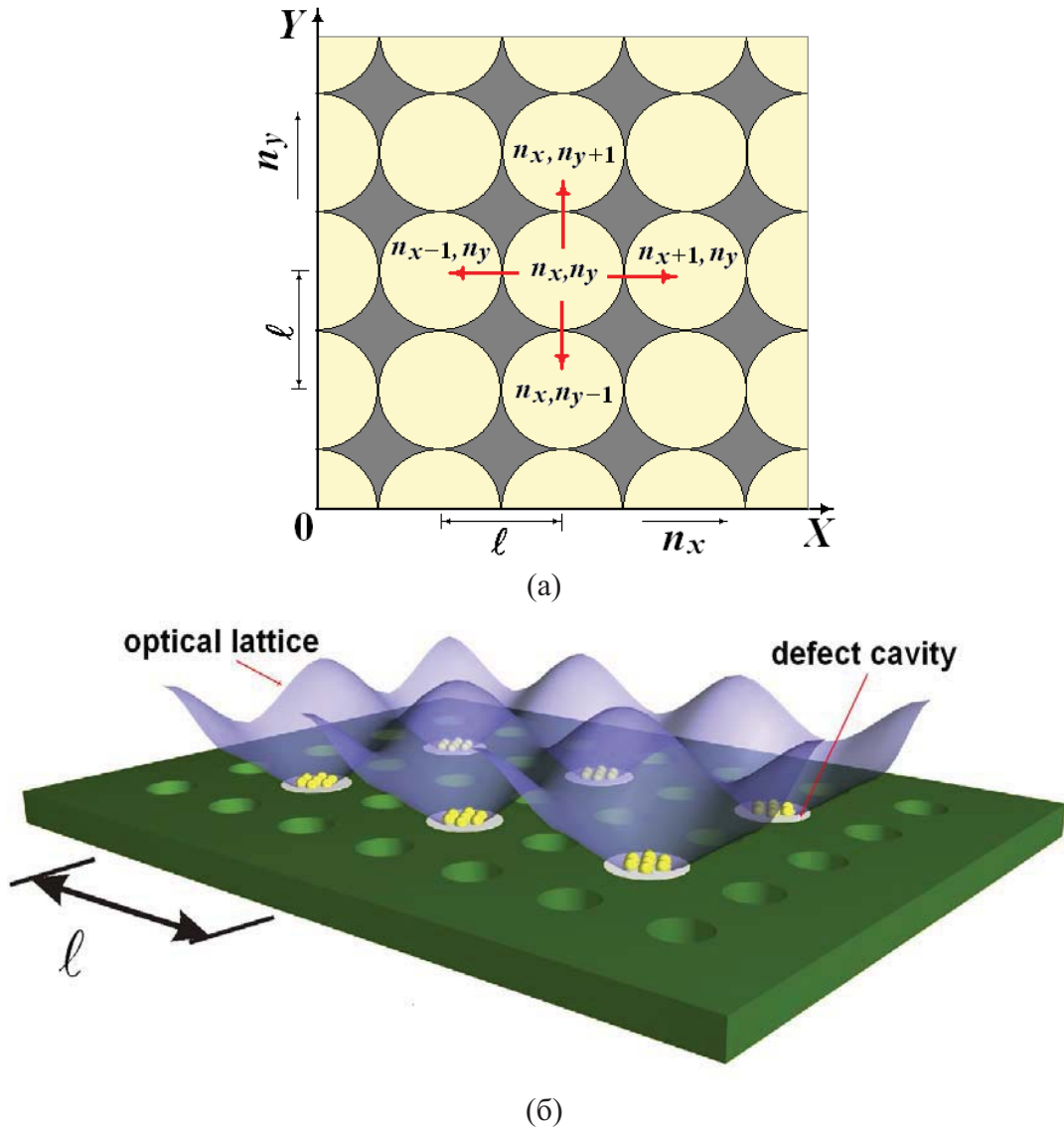


Рис. 1. (а) — схематическое представление геометрии решетки ПК с допустимыми связями между соседними резонаторами, (б) — практическая реализация двумерного поляритонного кристалла. Обозначения: целые числа  $n_x$ ,  $n_y$  нумеруют ячейки решетки — микрорезонаторы с двухуровневыми атомами;  $n_{x,y} = 1, 2, \dots, N_{x,y}$ , где  $N_x$  и  $N_y$  — число резонаторов по осям  $X$  и  $Y$  соответственно,  $l$  — постоянная решетки

где  $N_{n_x n_y} = \langle a_{n_x n_y}^\dagger a_{n_x n_y} + b_{n_x n_y}^\dagger b_{n_x n_y} \rangle$  — среднее число атомов в узлах с номерами  $n_x, n_y$ ;  $\omega_{n_x n_y, at}^{(a,b)}$  — частота атомов в решетке, коэффициенты связи  $\beta_{n_x, n_y}^{(a,b)}(\alpha_{n_x, n_y})$  характеризуют туннелирование атомов (фотонов) между соседними ячейками и определяются интегралами перекрытия их волновых функций и производных, соответственно;  $g$  характеризует атомно-оптическую связь. В (7а), (7б)  $a_{n_x n_y}$  и  $b_{n_x n_y}$  — бозе-операторы уничтожения атомов на основном и возбужденном состояниях в ячейке с индексом  $n_x, n_y$ , соответственно;  $\psi_{n_x n_y}$  —

оператор уничтожения фотонов в той же ячейке. Далее, для простоты мы полагаем все резонаторы идентичными и содержащими одинаковое число атомов  $N \equiv N_{n_x n_y}$ . Исходя из полной симметрии задачи (см. рис. 1а), можно также положить  $g = g_{n_x n_y}$ ,  $\beta_{n_x}^{(a,b)} \simeq \beta_{n_y}^{(a,b)} \equiv \beta^{(a,b)}$  и  $\alpha_{n_x} \simeq \alpha_{n_y} \equiv \alpha$ .

С помощью так называемых преобразований Хольштейна—Примакова (см. [25]) гамильтониан (7а)–(7в) можно привести к виду

$$H_{at} = \hbar \sum_{n_x, n_y} \left[ \left( \omega_{n_x n_y, at}^{(b)} - \omega_{n_x n_y, at}^{(a)} + 4\beta^{(a)} \right) \phi_{n_x n_y}^\dagger \phi_{n_x n_y} - \beta^{(b)} \left( \phi_{n_x n_y}^\dagger \phi_{n_x+1 n_y} + \phi_{n_x n_y}^\dagger \phi_{n_x n_y+1} + H.C. \right) \right], \quad (8a)$$

$$H_{ph} = \hbar \sum_{n_x, n_y} \left[ \omega_{n_x n_y, ph} \psi_{n_x n_y}^\dagger \psi_{n_x n_y} - \alpha \left( \psi_{n_x n_y}^\dagger \psi_{n_x+1 n_y} + \psi_{n_x n_y}^\dagger \psi_{n_x n_y+1} + H.C. \right) \right] \quad (8б)$$

$$H_{int} = \hbar g \sum_{n_x, n_y} \left[ \psi_{n_x n_y}^\dagger \phi_{n_x n_y} + \phi_{n_x n_y}^\dagger \psi_{n_x n_y} \right], \quad (8в)$$

где  $\phi_n, \phi_n^\dagger$  ( $n \equiv \{n_x, n_y\}$ ) — операторы возмущений в атомной решетке, удовлетворяющие коммутационным соотношениям:

$$[\phi_n, \phi_m^\dagger] = \delta_{mn}, \quad n, m \equiv \{n_x, n_y\}. \quad (9)$$

При выводе (8а)–(8в) учтено, что среднее число атомов на нижнем уровне значительно превосходит их количество в возбужденном состоянии, т. е.

$$\langle b_n^\dagger b_n \rangle \ll \langle a_n^\dagger a_n \rangle. \quad (10)$$

Данное условие иногда связывают с приближением малой плотности для газа поляритонов (ср. с [21]).

Перейдем в (8а)–(8в) к импульсному  $\vec{k}$ -представлению. Учитывая периодичность структуры поляритонного кристалла, операторы  $\psi_n \equiv \psi_{n_x n_y}$  и  $\phi_n \equiv \phi_{n_x n_y}$  можно представить в виде:

$$\phi_n = \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{\vec{k}} \phi_{\vec{k}} e^{i \vec{k} \cdot \vec{l}}, \quad \psi_n = \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{\vec{k}} \psi_{\vec{k}} e^{i \vec{k} \cdot \vec{l}}, \quad (11a,б)$$

где  $\vec{l}$  — вектор решетки. В двумерном случае имеем:  $\vec{k} \cdot \vec{l} = k_x n_x \ell + k_y n_y \ell$ ,  $n_x = 1, 2, \dots, N_x$ ,  $n_y = 1, 2, \dots, N_y$ ,  $M = N_x \times N_y$  (далее полагаем  $N_x = N_y$ ) — общее число ячеек (резонаторов) в решетке,  $\ell$  — постоянная решетки.

Подставляя (11а,б) в (8а)–(8в) получаем:

$$H = \hbar \sum_k \left[ \omega_{at} \phi_k^\dagger \phi_k + \omega_{ph} \psi_k^\dagger \psi_k + g \left( \psi_k^\dagger \phi_k + \phi_k^\dagger \psi_k \right) \right], \quad (12)$$

где  $\omega_{ph} \equiv \omega_{ph}(k)$  и  $\omega_{at} \equiv \omega_{at}(k)$  определяют дисперсионные соотношения для фотонной и атомной подсистем структуры ПК соответственно, и могут быть записаны в виде

$$\omega_{at}(k) = \omega_{n_x n_y, at}^{(b)} - \omega_{n_x n_y, at}^{(a)} + 4\beta^{(a)} - 2\beta^{(b)} (\cos k_x^\ell + \cos k_y^\ell), \quad (13a)$$

$$\omega_{ph}(k) = \omega_{n_x n_y, ph}^- 2\alpha (\cos k_x^\ell + \cos k_y^\ell). \quad (13б)$$

Выражение (12) в приближении тесной связи представляет многочастичный гамильтониан в импульсном представлении, описывающий периодическую структуру рис. 1, и может

быть проанализирован в терминах поляритонов верхней ( $\Xi_{1,\vec{k}}$ ) и нижней ( $\Xi_{2,\vec{k}}$ ) дисперсионных ветвей. Он приводится к диагональному виду с помощью *линейных* преобразований Боголюбова:

$$\Xi_{1,\vec{k}} = X_{\vec{k}}\psi_{\vec{k}} + C_{\vec{k}}\phi_{\vec{k}}, \quad \Xi_{2,\vec{k}} = X_{\vec{k}}\phi_{\vec{k}} - C_{\vec{k}}\psi_{\vec{k}}, \quad (14)$$

где  $X_{\vec{k}}$  и  $C_{\vec{k}}$  — коэффициенты Хопфилда, определяемые как (см., например, [21])

$$X_{\vec{k}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 1 + \frac{\delta_{\vec{k}}}{\sqrt{4g^2 + \delta_{\vec{k}}^2}} \right)^{1/2}, \quad C_{\vec{k}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 1 - \frac{\delta_{\vec{k}}}{\sqrt{4g^2 + \delta_{\vec{k}}^2}} \right)^{1/2}, \quad (15а,б)$$

$\delta_{\vec{k}} \equiv \omega_{ph}^{(\vec{k})} - \omega_{at}^{(\vec{k})}$  — отстройка частоты, зависящая от квазиимпульса  $\vec{k}$ .

Операторы  $\Xi_{1,\vec{k}}$ ,  $\Xi_{2,\vec{k}}$  в (16а,б) характеризуют два типа элементарных возмущений с характерными частотами  $\Omega_{1,2}(k)$ , которые определяют дисперсионные соотношения, а также зонную структуру поляритонного кристалла. Они имеют вид:

$$\Omega_{1,2}(k) = \frac{1}{2} \left[ \omega_{at}(k) + \omega_{ph}(k) \pm \sqrt{\delta_{\vec{k}}^2 + 4g^2} \right]. \quad (16а,б)$$

В результате масса поляритонов верхней (1) и нижней (2) ветвей определяется выражением:

$$m_{1,2} = \frac{2m_{at}m_{ph}\sqrt{\tilde{\Delta}^2 + 4g^2}}{(m_{at} + m_{ph})\sqrt{\tilde{\Delta}^2 + 4g^2} \pm (m_{at} - m_{ph})\tilde{\Delta}}, \quad (17)$$

где  $\tilde{\Delta} = \Delta - 2(\alpha - \beta^{(b)})$  — независящая от квазиимпульса отстройка,  $\Delta \equiv \delta_{\vec{k}}|_{\vec{k}=0} = \omega_{n_x n_y, ph}^- (\omega_{n_x n_y, at}^{(b)} - \omega_{n_x n_y, at}^{(a)} + 4\beta^{(a)})$ . При этом выражения  $m_{at} = \frac{\hbar}{2\beta\ell^2}$ ,  $m_{ph} = \frac{\hbar}{2\alpha\ell^2}$  определяют эффективные массы атомов и фотонов в данной решетке, соответственно.

Физически особый интерес представляют дисперсионные свойства поляритонов нижней ветви. В квазиравновесном состоянии именно она является макроскопически заполненной поляритонами и поэтому — наблюдаемой в эксперименте [8]. Вопросы взаимодействия поляритонов, принадлежащих различным дисперсионным ветвям, которые могут происходить при достаточно высоких температурах и больших атомных нелинейностях, подробно были проанализированы в работе [26], и здесь мы их не обсуждаем. Таким образом, далее будут обсуждаться свойства поляритонов только нижней ветви (индекс «2» у соответствующих величин мы далее для краткости опускаем).

На рис. 2 представлена трехмерная дисперсионная зависимость характерной частоты  $\Omega(k) \equiv \Omega_2(k)$  для нижней поляритонной ветви в первой зоне Бриллюэна (ЗБ). Принципиальным моментом здесь является наличие минимума при  $\vec{k} = 0$ .

При малых значениях квазиимпульса, когда оказывается справедливым условие  $k\ell \ll 1$ , на основе (12), (16а,б) получаем:

$$H_{LB} = \hbar \sum_k \Omega(k) \Xi_{\vec{k}}^\dagger \Xi_{\vec{k}}, \quad \Omega(k) \approx \frac{\hbar k^2}{2m}. \quad (18а,б)$$

Выражения (18а,б) описывают идеальный газ свободных частиц — поляритонов, находящихся на дне дисперсионной поверхности  $\Omega(k)$ , приведенной на рис. 2. Именно данное обстоятельство является принципиальным при обсуждении вопроса о конденсации



поляритонов в состоянии с  $\vec{k} = 0$ . Химический потенциал  $\mu$  такого газа определяется [13] как:

$$\mu = k_B T \ln(1 - e^{-n_2 \lambda_T^2}) \equiv k_B T \ln(1 - e^{-T_d/T}), \quad (19)$$

где  $T_d$  — температура квантового вырождения газа, определенная в (2),  $\lambda_T = (2\pi\hbar^2/mk_B T)^{1/2}$  — длина тепловой волны де Бройля. Температура  $T_d$  в (18а,б) определяется условием, когда тепловая длина волны  $\lambda_T$  имеет тот же порядок величины, что и среднее расстояние между частицами  $n_2^{-1/2}$  (см. таблицу 1).

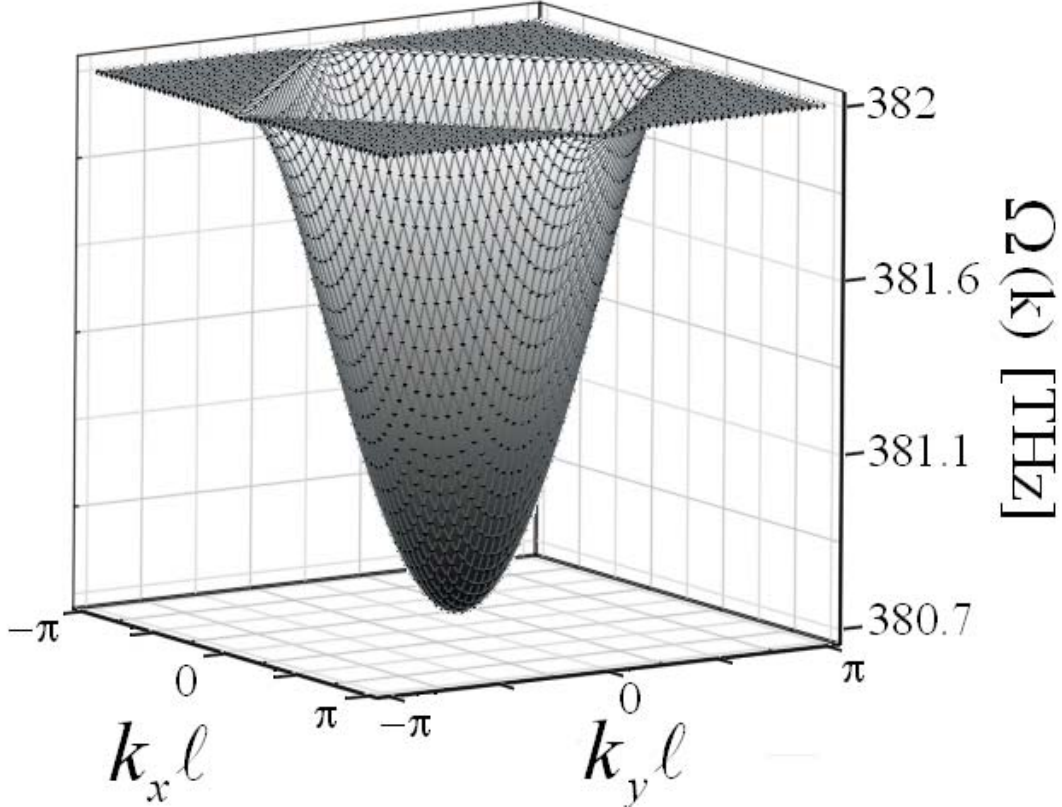


Рис. 2. Дисперсионная зависимость  $\Omega(k)$  для поляритонов нижней ветви. Параметры системы: коэффициент атомно-оптической связи  $g/2\pi \approx 12.2$  ГГц, число атомов в каждом резонаторе  $N = 100$ , число резонаторов  $M = 100$ , постоянная решетки  $\ell = 3$  мкм и отстройка частоты  $\Delta = 0$

Приведем численные оценки для наблюдения рассматриваемых явлений на примере взаимодействия двухуровневых атомов рубидия с электромагнитным полем в структуре ПК, средняя частота перехода между уровнями D-линий которых составляет 382 ТГц. Например, в случае резонансного атомно-оптического взаимодействия при  $\tilde{\Delta} = 0$ , масса поляритонов может быть найдена из выражения (17) и имеет вид:

$$m = \frac{2m_{ph}}{1 + m_{ph}/m_{at}}. \quad (20)$$

В эксперименте, когда выполняется условие  $m_{ph}/m_{at} \ll 1$  ( $\alpha \gg \beta$ ), и масса поляритонов нижней ветви достаточно мала, а именно,  $m \approx 2m_{ph} \approx 5.6 \times 10^{-36}$  кг при массе атомов рубидия  $m_{at} \approx 1.44 \times 10^{-25}$  кг. Поэтому температура вырождения двумерного газа поляритонов  $T_d$  может быть достаточно высокой и составляет приблизительно 448 К при концентрации

двумерного газа поляритонов в решетке  $n_2 \simeq 0.5 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$  и тепловой волне де Бройля  $\lambda_T \simeq 1.4 \text{ мкм}$  (ср. с таблицей 1).

Из (19) следует, что, в условиях сильного вырождения газа поляритонов, наступающего при  $n_2 \lambda_T^2 \gg 1$  ( $T \ll T_d$ ), химический потенциал газа  $\mu$  является аналитической функцией от температуры и возрастает при  $T \rightarrow 0$ , оставаясь при этом отрицательным. В результате конденсация двумерного газа поляритонов отсутствует при конечной (ненулевой) температуре. Вместе с тем, как это уже было отмечено выше, уже при температуре  $T_{KT}$  (см. (6)), в двумерном бозе-газе происходит фазовый переход Костерлица—Тоулесса к состоянию сверхтекучести. В этом случае, с учетом даже слабого взаимодействия между поляритонами (не идеальный газ) дополнительный параметр  $a_{scat}$ , который является длиной рассеяния и зависит от потенциала взаимодействия; он влияет на энергетический спектр над основным состоянием, который становится фононным, ср. с [13]. При этом эффективный процесс релаксации поляритонов на дно «дисперсионной ямы» может быть связан с весьма интенсивным процессом поляритон-поляритонного взаимодействия, обсуждаемого в целом ряде работ (в основном для задач с полупроводниковыми микрорезонаторами [27]).

Следует, однако, иметь в виду, что пространственно-периодическая структура ПК, приведенная на рис. 1, имеет большое время когерентности только при относительно низких температурах, когда удержание атомов в оптической решетке становится возможным. Именно большое время когерентности при формировании когерентного бозе-конденсата поляритонов в структуре ПК представляет интерес для задачи распределенной записи и хранения квантовой оптической информации, рассмотренной нами в [28].

### 3. Предельная групповая скорость поляритонов в двухуровневой атомной среде

В связи с задачами квантовой информации в квантовой и атомной оптике с недавних пор большое внимание уделяется динамике распространения оптических волновых пакетов, в том числе эффекту замедления («остановки») света, заключающемуся в существенном уменьшении наблюдаемой групповой скорости светового импульса, распространяющегося в атомной среде [29]. Особый интерес к таким динамическим задачам вызван в первую очередь возможностью создания квантовых устройств для копирования и хранения информации, предложенных, например, в работе [28].

Эффект «остановки» света был теоретически предсказан и экспериментально обнаружен для широкого круга задач, для которых обеспечивается макроскопическая когерентность двух- или трехуровневой атомной системы при ее взаимодействии с квантованным световым полем — см. например, [30]. В этом аспекте следует также отметить и среды типа фотонных кристаллов, а также близкие к ним системы связанных резонаторов [31, 32]. При этом существенная редукция групповой скорости светового излучения в таких системах как раз и является физической основой для устройств хранения информации. Вместе с тем, остается открытым вопрос о нижнем, по сути квантовом, пределе минимальной скорости распространения светового импульса в такой среде. Именно в задачах копирования (записи) и хранения квантовой информации эта проблема является принципиальной в аспекте выяснения перспектив практического использования подобных систем. Само изменение величины групповой скорости распространяющегося в таких системах светового импульса непосредственно связано с формированием поляритонов, образованных линейной суперпозицией фотонов внешнего (пробного) светового поля и макроскопических (когерентных) возмущений среды. В таких связанных состояниях поле + среда происходит эффективная перекачка энергии между ними, и, при определенных условиях, становится возможным случай, когда вся энергия квантованного светового поля передается возмущениям среды.

Следует, однако, иметь в виду, что в условиях насыщения атомно-оптической системы ее поляритонная модель теряет физический смысл. В этой связи интересной представляется работа [33], авторы которой связывают экспериментальные результаты работы [34], касающиеся квантовой записи и хранения оптической информации, именно со свойством среды как насыщаемого поглотителя.

Для структуры ПК, изображенной на рис. 1, выполняется предел поляритонного газа малой плотности, так что атомно-оптическая система далека от насыщения. Именно этот факт позволяет использовать поляритоны нижней дисперсионной ветви для целей когерентного копирования (записи) квантовой информации, содержащейся в световом импульсе, распространяющемся в такой атомной среде, на основе управляемого изменения его групповой скорости.

Действительно, групповая скорость поляритонов в структуре ПК, определяется выражением

$$v(k) = \frac{\hbar \sqrt{\sin^2(k_x \ell) + \sin^2(k_y \ell)}}{2\ell m_{at} m_{ph}} \left( m_{at} + m_{ph} - \frac{\delta_k^- (m_{at} - m_{ph})}{(\delta_k^2 + 4g^2)^{1/2}} \right), \quad (21)$$

в котором мы пока не учитываем процессы поляритон-поляритонного рассеяния и декогерентности.

Зависимости приведенной (к скорости света в вакууме) групповой скорости поляритонов для первой ЗБ показаны на рис. 3. Значение скорости  $v = 0$  достигается на границах ЗБ при  $k_{x,y} \ell = n\pi$ ,  $n = 0, \pm 1, \dots$ . Это означает полную локализацию поляритонов внутри зоны, что в свою очередь создает возможность формирования «медленного» света на основе структуры ПК. В идеальном случае для малых значений квазиимпульсов (таких, что  $k_{x,y} \ell \ll 1$ ), зависимость групповой скорости поляритонов линейна, т.е.  $v(k) \simeq \frac{\hbar k}{m}$  и соответствует параболическому закону дисперсии (18а,б). Таким образом, в пределе  $\vec{k} \rightarrow 0$  групповая скорость поляритонов  $v(k)$  также стремится к нулю.

Однако, на практике для достижения *предельно низких* значений групповой скорости поляритонов, которые и определяют наблюдаемую скорость распространения светового импульса в атомной среде, принципиальным является выполнение ряда условий, определяемых как поляритон-поляритонным рассеянием, так и неравновесными (релаксационными) процессами. Детальный анализ влияния последних можно найти в [35], где показано, что они сводятся к неравенствам

$$\delta\Omega(k) \ll \Omega(k). \quad (22a)$$

$$\delta\Omega(k) \ll \frac{\hbar k^2}{2m}, \quad (22b)$$

в которых величина  $\delta\Omega(k)$  (мнимая часть частоты) характеризует релаксационные процессы в газе поляритонов нижней дисперсионной ветви.

Физически условие (22a) означает наличие узких спектральных линий в широком диапазоне значений отстройки  $\tilde{\Delta}$ . Именно в этом пределе можно полагать справедливым выражение (21) для групповой скорости поляритонов, полученное на основе обобщения на двумерный случай известного определения  $v = \partial\Omega(k)/\partial k$  — ср. с [36]. Если условие (21) не выполняется, то групповая скорость оптического волнового пакета может быть определена через скорость переноса энергии электромагнитного излучения в среде; данная проблема была подробно исследована в работе [37]. Однако, в нашем случае при учете скорости спонтанных переходов для атомов рубидия, составляющей  $\gamma_{at} \simeq 37$  МГц, неравенство (22a)

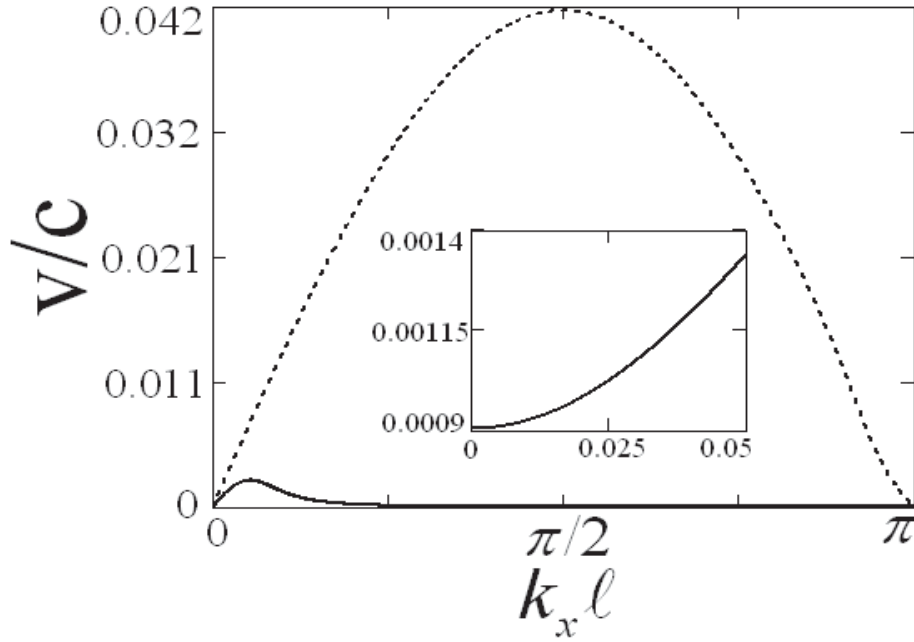


Рис. 3. Приведенная групповая скорость поляритонов  $v/c$  как функция от нормированного квазиимпульса  $k_x l$  при  $k_y l = \pi$  (сплошная линия) и  $k_y l = 0$  (пунктирная линия);  $c$  — скорость света в вакууме. Остальные параметры те же, что и на рис. 2. На вставке показана нормированная скорость  $v = v_0$  сверхтекучих поляритонов с учетом их взаимодействия, определяемого параметром связи  $u_0/2\pi\hbar \simeq 61$  МГц, взятого в единицах частоты, и среднего числа поляритонов из расчета на один резонатор  $n_{pol} = 10$

выполняется с большим запасом (характерная частота  $\Omega(k)$  находится в оптическом диапазоне частот — см. рис. 2).

Соотношению (22б) можно придать несколько иной физический смысл, связав его с неопределенностью волновых векторов  $\delta k$  поляритонов (ср. с [38]). Действительно, стандартная «неопределенность» частоты поляритонов  $\delta\Omega(k)$  приводит к неопределенности их волновых векторов  $\delta k$ , которая и определяет мнимую часть волнового вектора. Она может быть найдена из выражения  $\delta k = \frac{\delta\Omega(k)}{v}$ . Такая неопределенность волновых векторов приводит к нежелательному уширению функции распределения для значений импульсов поляритонов. В этой связи волновые векторы  $\vec{k}$  можно полагать «пригодными» для квантового рассмотрения, только если выполняется условие  $\delta k \ll k$ , что, по сути, аналогичное (22б), которое фиксирует приемлемые значения параметров релаксации атомной ( $\gamma_{at}$ ) и оптической ( $\gamma_{ph}$ ) подсистем для пространственно-периодической структуры на рис. 1, а также области значений волновых векторов  $\vec{k}$ , для которых поляритоны сохраняют когерентные свойства и могут быть описаны квантовым образом, в частности, с помощью когерентных волновых пакетов.

Проиллюстрируем сказанное на примере преобразования групповой скорости поляритонов, соответствующих нижней ветви дисперсионной кривой вблизи ее минимума  $\vec{k} = 0$ , изображенного на рис. 4.

Пусть в начальный момент времени значение отстройки  $\tilde{\Delta}$  соответствует полностью фотоноподобным поляритонам нижней ветви с массой  $m \approx m_{ph}$  и частотой  $\Omega(k) \simeq \frac{\hbar k^2}{2m_{ph}}$ . Тогда в области высоких (оптических) частот  $\Omega_{ph}^{(1)}$  на рис. 4 для спектра входного светового импульса имеем  $S \equiv S_{ph} \approx \frac{\gamma_{ph}}{(\omega - \hbar k^2/2m_{ph})^2 + \gamma_{ph}^2}$ . Если неравенства (22а), (22б) выполняются, то такие поляритоны представляют квантовый (когерентный) волновой пакет со средним значением волнового вектора  $k^{(1)}$ .

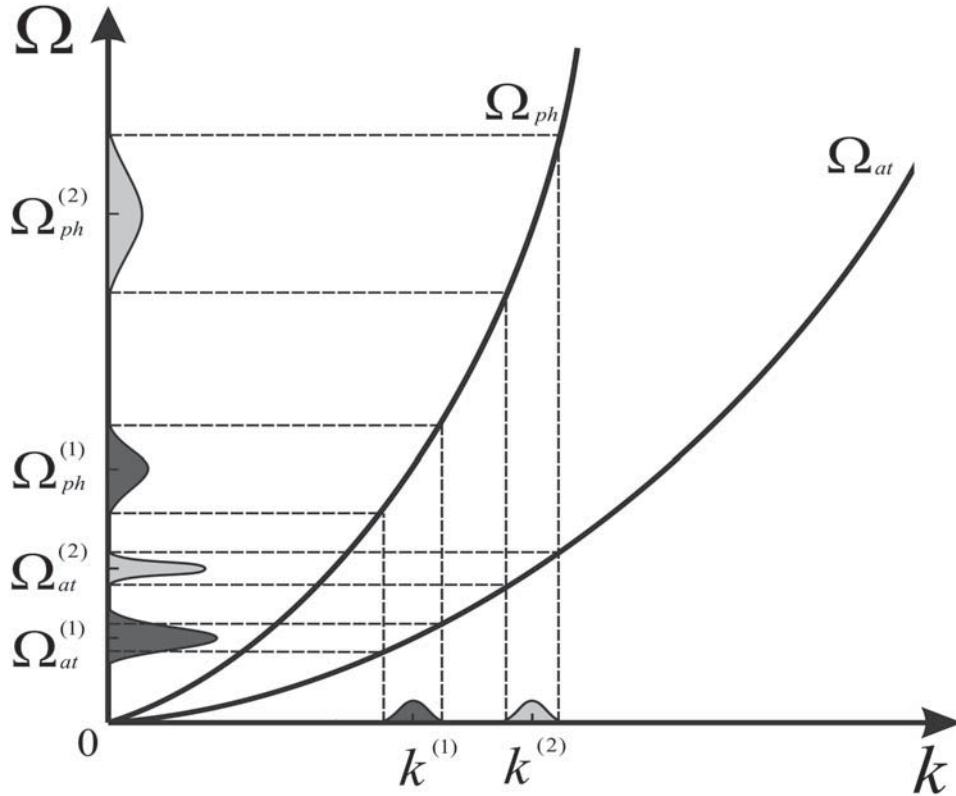


Рис. 4. Дисперсионные зависимости  $\Omega(k)$  фотоноподобных ( $\Omega_{ph}$ ) и экситоноподобных ( $\Omega_{at}$ ) поляритонов нижней ветви

Далее, изменяя  $\tilde{\Delta}$ , переходим к другому пределу — экситоноподобным поляритонам (нижняя ветвь зависимости на рис. 4) с массой  $m \approx m_{at}$  и частотой  $\Omega(k) \simeq \frac{\hbar k^2}{2m_{at}}$ . В этом пределе спектр исходного оптического волнового пакета существенно сужается, преобразуясь в спектр экситонов (двухуровневых возмущений атомной среды), определяемый выражением  $S \equiv S_{at} \approx \frac{\gamma_{at}}{(\omega - \hbar k^2/2m_{at})^2 + \gamma_{at}^2}$  в области низких частот  $\Omega_{at}^{(1)}$ . Поэтому, как это видно из рис. 4, уширение спектра может оказаться существенным, и условие (22б) нарушается, что означает потерю когерентности (дефазировку (dephasing)) распространяющегося волнового пакета.

Разумеется, можно выбрать другую группу поляритонов с большим значением волнового вектора  $k^{(2)}$ , при котором условие (22б) выполняется для обоих рассматриваемых

по величине  $\tilde{\Delta}$  случаев. Однако, при этом также растет и нижний уровень для значений групповой скорости поляритонов.

В частности, в предельном случае  $\delta k \simeq k$  неопределенности волновых векторов  $\delta k$  для атомоподобных поляритонов нижней ветви дисперсионной кривой, когда выполняются неравенства  $\frac{m_{ph}}{m_{at}} \ll \frac{g^2}{\tilde{\Delta}^2} \ll 1$ , для групповой скорости  $v$  поляритонов и для неопределенности их волновых векторов  $\delta k$  получаем соотношения:

$$v = \frac{\hbar k g^2}{m_{ph} \tilde{\Delta}^2}, \quad \delta k = \frac{\gamma_{at} m_{ph} \tilde{\Delta}^2}{\hbar k_g^2}, \quad (23a, б)$$

Для атомов рубидия при значении квазиимпульса  $k \simeq 8 \times 10^6$  1/м, предельное значение групповой скорости равно  $v_{2, \min} \simeq 4.6$  м/с, что соответствует *минимально* возможной скорости атомоподобных поляритонов в среде с учетом сохранения их когерентности.

Обсудим теперь ограничения, возникающие из-за влияния поляритон-поляритонного рассеяния на групповую скорость поляритонов нижней дисперсионной ветви. Оно может быть учтено, например, в рамках подхода Боголюбова для слабо взаимодействующего газа поляритонов (ср. с [5, 11]). В этом случае минимальная групповая скорость поляритонов ограничена снизу скоростью элементарных возмущений, а именно, скоростью звука, определяемого выражением

$$v = \sqrt{\frac{u_0 n_{pol}}{m}}, \quad (24)$$

где  $u_0 = \frac{2\hbar g}{N} C_0 X_0^3$  ( $X_0 \equiv X_{\vec{k}=0}$ ,  $C_0 \equiv C_{\vec{k}=0}$ ) представляет нелинейный параметр, характеризующий взаимодействие поляритонов,  $n_{pol} = \frac{N_{pol}}{M}$  — безразмерная плотность поляритонов в рассматриваемой структуре.

На вставке к рис. 3 представлена численная зависимость нормированной групповой скорости поляритонов  $v$  для рассматриваемой задачи взаимодействия светового излучения с атомами рубидия при учете поляритон-поляритонного рассеяния. В частности, видно, что поведение величины  $v$  демонстрирует сверхтекучесть газа поляритонов в структуре ПК. При этом типичные значения  $v$  для элементарных возмущений в газе поляритонов существенно больше таковых для ансамбля атомов, находящихся в состоянии БЭК (ср. с [1]).

#### 4. Физические принципы хранения квантовой оптической информации на основе поляритонов в структуре ПК

Рассмотрим проблему физического копирования (записи), хранения и считывания квантовой информации на основе структуры ПК. Под копированием квантового состояния оптической системы здесь подразумевается по возможности полное его отображение на состояние атомной среды при условии также сохранения формы распространяющегося волнового пакета. Физически процедура копирования, эквивалентна определенному измерению, проводимому над квантовой системой, в результате которого исходное (копируемое) состояние светового излучения перестает существовать.

В условиях сохранения когерентности поляритонов во всей области изменения приведенного параметра  $\tilde{\Delta}/g$  поляритоны нижней дисперсионной ветви с соответствующим законом дисперсии (18) представим как волновой пакет, описываемый при  $t = 0$  волновой

функцией вида (здесь для простоты (см. рис. 5) мы рассматриваем одномерную задачу):

$$\Psi(x, t = 0) = \frac{1}{\pi^{1/4} \sqrt{f}} \exp \left[ -\frac{x^2}{2f^2} + i \frac{p_0 x}{\hbar} \right], \quad (25)$$

где  $f$  характеризует ширину оптического волнового пакета, т.е. определяется шириной светового пучка на входе в среду. На основе решения уравнения Шредингера получаем следующее выражение для плотности вероятности:

$$|\Psi(x, t)|^2 = \frac{1}{\pi^{1/4} f \cdot f(t)} \exp \left[ -\frac{(x - v_{\text{pol}} t)^2}{f^2 (f(t))^2} \right], \quad (26)$$

где  $f(t) = \sqrt{1 + t^2/\tau_b^2}$  — безразмерная ширина волнового пакета в момент времени  $t$ ,  $\tau_b = m f^2/\hbar$  — эффективное время его расплывания и  $v_0 = \frac{\hbar k_0}{m} \equiv \frac{p_0}{m}$  — групповая скорость центра волнового пакета вдоль оси  $x$ .

Хранение квантовой оптической информации с помощью структуры ПК предполагает трехшаговый физический алгоритм реализации — см. рис. 5а.

Во-первых (стадия 1), для записи квантовой информации выбираем такую отрицательную отстройку  $\tilde{\Delta}$ , чтобы выполнялось условие  $\tilde{\Delta} \ll -2|g|$ ; на рис. 5а — это интервал времени  $0 \leq T \leq 0.25$ . В данном случае поляритоны нижней дисперсионной ветви являются фотоподобными, т.е.  $m \simeq m_{ph}$ , и распространяются благодаря туннелированию фотонов в решетке ПК. Волновой пакет при этом распространяется со скоростью  $v$ , определяемой выражением

$$v = \frac{\hbar k}{m_{ph}} = 2\alpha \ell^2 k, \quad (27)$$

и смещается вдоль оси  $x$  — из точки  $x = 0$  в точку  $x = v_0 t$  — рис. 5б. В этом случае для характерного времени расплывания имеем оценку  $\tau_b = m_{ph} f^2/\hbar \approx 0.27$  нс при ширине входного пучка  $f \simeq 10^{-4}$  м.

Во-вторых (стадия 2), для отображения оптической информации на когерентные атомные возмущения среды мы переключаем отстройку, сделав ее положительной, т.е.  $\tilde{\Delta} \gg 2|g|$ . В этом пределе поляритоны нижней ветви становятся атомоподобными. При  $\frac{m_{ph}}{m_{at}} = \frac{\beta}{\alpha} \ll \frac{g^2}{\tilde{\Delta}^2}$  их групповая скорость описывается выражением (23а,б).

При выполнении более строгого условия  $\frac{g^2}{\tilde{\Delta}^2} \ll \frac{m_{ph}}{m_{at}} \ll 1$  групповая скорость поляритонов нижней ветви будет определяться выражением

$$v = \frac{\hbar k}{m_{at}} = 2\beta \ell^2 k, \quad (28)$$

что соответствует скорости перемещения атомов в решетке. Фактически выражение (28) определяет нижний допустимый предел скорости оптического волнового пакета в структуре ПК. В этом пределе информация, содержащаяся в световом пучке, полностью записывается на атомные возмущения. Тогда для характерного времени расплывания пакета будет  $\tau_b = m_{at} f^2/\hbar \approx 13.7$  с при той же ширине входного пучка. Данный временной масштаб (интервал  $0.25 \leq T \leq 0.75$  на рис. 5) и определяет *максимальное время* хранения информации квантовым газом двухуровневых атомов рубидия. Точнее, необходимым условием такой записи информации является выполнение неравенства  $\tau_{\text{rec,stor}} \ll \tau_b = m_{at} f^2/\hbar$ , которое означает сохранение формы распространяющегося волнового пакета в течение всего времени отображения и хранения квантового состояния, где  $\tau_{\text{stor}}$  определяет время хранения информации атомной системой.

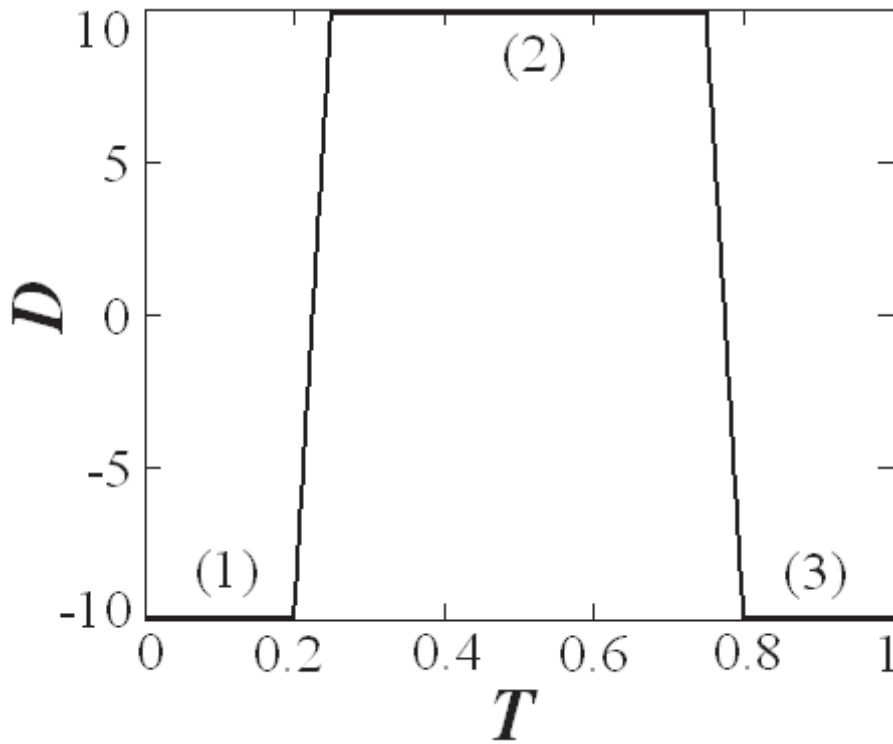
Наконец, в-третьих, для восстановления оптической информации на выходе из среды через интервал времени  $\tau_{stor}$  мы должны теперь сделать поляритоны фотоноподобными, переключая отстройку  $\tilde{\Delta}$  в обратном порядке. На рис.5а характерное время обратного переключения волнового пакета  $\tau_{retr}$  определяется промежутком времени  $0.75 \leq T \leq 0.8$ . На выходе из среды (при  $T = 1$ ) опять имеем оптический волновой пакет, но смещенный вдоль оси  $x$  в плоскости, перпендикулярной оси резонатора.

В данной работе мы не приводим оценку качества (надежности) сохраняемой информации. В [35] нами рассчитана оценка параметра надежности (fidelity) сохраняемой информации при учете только изменения формы волнового пакета. Однако, в общем случае этого недостаточно. Необходимым является также анализ преобразования квантового состояния светового поля на основе структуры ПК с учетом ее декогерентности. Анализ данной задачи представляет самостоятельный интерес и выходит за рамки настоящей работы. В этой связи лишь отметим, что в реальной экспериментальной ситуации интервал времени записи, хранения и считывания информации все же ограничен временем декогерентности структуры ПК. При использовании ультрахолодных атомов, система обладает достаточно большим временем макроскопической когерентности в целом, составляющем десятки микросекунд по экспериментальным данным [30].

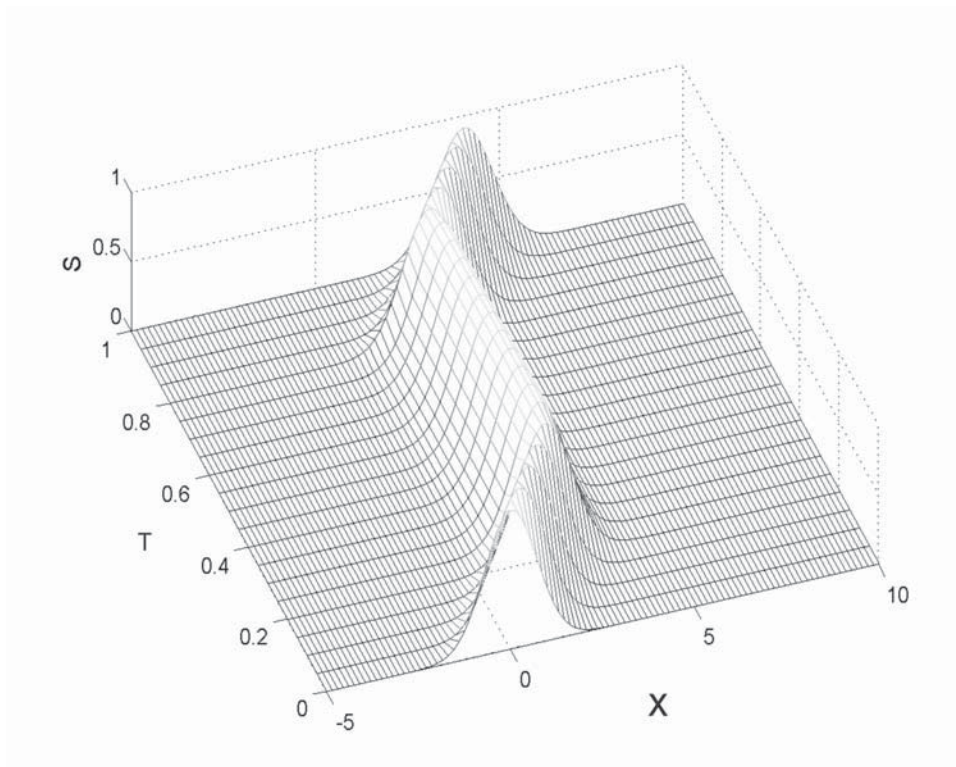
## 5. Заключение

В работе с единых позиций рассмотрены различные аспекты фазовых переходов для низкоразмерного (двумерного) газа поляритонов формирующихся в полупроводниковых и атомных средах. В этой связи предложены решеточные модели для поляритонов в пространственно-периодической структуре — поляритонном кристалле, образованном двумерной решеткой резонаторов с помещенными в них макроскопически небольшими порциями двухуровневых атомов, эффективно взаимодействующих с электромагнитным полем в рамках приближения сильной (тесной) связи между соседними резонаторами. Показано, что структура ПК позволяет полностью локализовать поляритоны нижней дисперсионной ветви, что, во-первых, может быть использовано для получения бозе-конденсации поляритонов, и, во-вторых, приводит к существенному замедлению светового импульса в рассматриваемой среде. В частности, показано, что как квазиконденсация, так и истинная конденсация двумерного газа поляритонов может быть в принципе достигнута при относительно высоких температурах при взаимодействии двухуровневых атомов с квантованным световым излучением в условиях сильной связи между атомами и полем. Кроме того, проанализировано влияние однородного уширения, а также поляритон-поляритонного рассеяния на процесс конденсации поляритонов и на величину их групповой скорости. Когерентные свойства ансамбля поляритонов нами рассматриваются в аспекте реализации возможности пространственно-распределенной квантовой записи, хранения и считывания информации, ассоциированной с распространяющимся оптическим волновым пакетом. В этой связи предложены физические принципы хранения квантовой оптической информации на основе когерентных поляритонов в структуре ПК. Показано, что запись квантовой информации в среде может быть осуществлена адиабатическим образом на основе управления групповой скоростью когерентного волнового пакета (поляритонов) — путем замедления («остановки») наблюдаемого распространения светового импульса, энергия которого преобразуется в когерентные атомные возмущения. При этом распыление волнового пакета происходит на временах, значительно превышающих характерное время когерентности конденсата атомов, что позволяет восстановить на выходе волновой пакет практически без изменения его формы.





(a)



(б)

РИС. 5. Распространение одномерного поляритонного волнового пакета в структуре ПК; (а) – зависимость параметра  $D = \hat{\Delta}/2 |g|$  от нормированного времени  $T = \hbar t / m_{ph} f^2$  и (б) – зависимость огибающей пакета (плотности вероятности)  $S \equiv |\Psi(x, t)|^2 / |\Psi(0, 0)|^2$  от  $T$  и нормированной координаты  $X = x/f$  для комбинации параметров  $k_x f = 10$ . На рисунке обозначены стадии записи информации (1), ее хранения – (2), и считывания (восстановления) оптической информации – (3).

Работа поддержана грантами РФФИ ННИО\_а-09-02-91350 и РТ\_оми-10-02-13300, а также проектами федеральных программ Минобрнауки РФ.

## Литература

- [1] Кеттерле В. Когда атомы ведут себя как волны. Бозе-эйнштейновская конденсация и атомный лазер. УФН, 2003, 173 (14), 1339–1358.
- [2] Bagayev S.N., Vasil'ev V.V., Egorov V.S., Lebedev V.N., Mekhov I.B., Moroshkin P.V., Fedorov A.N., Chekhonin I.A. Coherent light sources under strong field-matter coupling in an optically dense resonant medium without population inversion. *Laser Physics*, 2005, 15(7), 975–982.
- [3] Ораевский А.Н. Бозе-конденсаты с точки зрения лазерной физики. *Квантовая электроника*, 2001, 31, 1038–1057.
- [4] Скалли М.О., Зубайри М.С., *Квантовая оптика*, Москва, Физматлит, 2003, 512с
- [5] Kavokin A., Malpuech G., Laussy F.P. Polariton laser and polariton superfluidity in microcavities. *Phys. Lett. A*, 2003, 306, 187–199.
- [6] Klaers, J., Vewinger, F., Weitz, M. Thermalization of a two-dimensional photonic gas in a 'white-wall' photon box. *Nature Physics*, 2010, 6, 512–515
- [7] Deng H., Weihs G., Snoke D., Bloch J., Yamamoto Y. Polariton lasing vs. photon lasing in a semiconductor microcavity. *PNAS*, 2003, 100 (24), 15318–15323.
- [8] Kasprzak J., Richard M., Kundermann S., Baas A., Jeambrun P., Keeling J.M.J., Marchetti F.M., Szymanska M.H., Andre R., Staehli J.L., Savona V., Littlewood P.B., Deveaud B., Dang Le Si. Bose-Einstein condensation of exciton polaritons. *Nature*, 2006, 443, 409–414.
- [9] Balili R., Hartwell V., Snoke D., Pfeiffer L., West K. Bose-Einstein Condensation of microcavity polaritons in a trap. *Science*, 2007, 316, 1007–1010.
- [10] Amo A., Lefrere J., Pigeon S., Adrados C., Ciuti C., Carusotto I., Houdre R., Giacobino E., Bramati A. Superfluidity of polaritons in semiconductor microcavities. *Nature Physics*, 2009, 5(11), 805–810.
- [11] Utsunomiya S., Tian L., Roumpos G., Lai C.W., Kumada N., Fujisawa T., Kuwata-Gonokami M., Löffler A., Höfling S., Forchel A., Yamamoto Y. Observation of Bogoliubov excitations in exciton-polariton condensates. *Nature Physics*, 2008, 4(12), 700–705.
- [12] Bagnato V., Kleppner D.K. Bose-Einstein condensation in low-dimensional traps. *Phys. Rev. A*, 1991, 44 (11), 7439–7441.
- [13] Petrov D.S., Gangardt G.M., Shlyapnikov G.V. Low-dimensional trapped gases. *J.Phys. IV France*, 2004, 116, 3–45 .
- [14] Аверченко В.А., Алоджанц А.П., Аракелян С.М., Багаев С.Н., Виноградов Е.А., Егоров В.С., Столяров А.И., Чехонин И.А. Высокотемпературная бозе-эйнштейновская конденсация поляритонов: реализация в условиях внутрирезонаторной лазерной накачки вещества. *Квантовая Электроника*, 2006, 36(6), 532–538.
- [15] Chestnov I. Yu., Alodjants A. P., Arakelian S. M., Nipper J., Vogl U., Vewinger F., Weitz M. Thermalization of coupled atom-light states in the presence of optical collisions. *Phys. Rev. A*, 2010, 81(5), 053843-1–13.
- [16] Bloch I. Exploring quantum matter with ultracold atoms in optical lattices. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2005, 38, S629–S643; Jaksch D., Zoller P. The cold atom Hubbard toolbox. *Annals of Phys.*, 2005, 315(1), 52–79.
- [17] Silver A.O., Hohenadler M., Bhaseen M. J., Simons B.D. Bose-Hubbard models coupled to cavity light fields. *Phys. Rev. A*, 2010, 81(2), 023617-1–15.
- [18] Hartmann M.J., Brandao F., Plenio M.B. Strongly interacting polaritons in coupled arrays of cavities. *Nature Physics*, 2006, 2(14), 849–855; Greentree A.D., Tahan C., Cole J.H., Hollenberg L.C.L. Quantum phase transitions of light. *Nature Physics*, 2006, 2(14), 856–861.
- [19] Soi-Chan Lei, Ray-Kuang Lee. Quantum phase transitions of light in the Dicke-Bose-Hubbard model. *Phys. Rev. A*, 2008, 77(3), 033827-1–8.
- [20] Fleischhauer M., Otterbach J., Unanyan R.G. Bose-Einstein Condensation of Stationary-Light Polaritons. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 101(16), 163601-01–04.
- [21] Alodjants A.P., Barinov I.O., Arakelian S.M. Strongly localized polaritons in an array of trapped two-level atoms interacting with a light field. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 2010, 43(12), 095502-1–10.
- [22] Painter O., Vuckovic J., Scherer A. Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999, 16(2), 275–285; Lee R.K., Painter O., Kitzke B., Scherer A., Yariv A. Emission properties of a defect cavity in a two-dimensional photonic bandgap crystal slab. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2000, 17(4), 629–633.

- [23] Braginsky V.B., Gorodetsky M.L., Ilchenko V.S. Quality factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes. *Phys. Lett. A*, 137, 1989, 393–397; Vernooy D.W., Kimble H.J. Quantum structure and dynamics for atom galleries. *Phys. Rev. A*, 1997, 55(2), 1239–1261; Buck J.R., Kimble H.J. Optimal sizes of dielectric microspheres for cavity QED with strong coupling. *Phys. Rev. A*, 2003, 67(3), 033806-1–033806-11; Deych L.I., Roslyak O. Photonic band mixing in linear chains of optically coupled microspheres. *Phys. Rev. E*, 2006, 73(3), 036606-1–036606-12.
- [24] Smerzi A., Trombettoni A., Kevrekidis P.G., Bishop A.R. Dynamical Superfluid-insulator transition in a chain of weakly coupled Bose-Einstein Condensates. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, 89(17), 170402-1–4.
- [25] Holstein T., Primakoff H. Field Dependence of the intrinsic domain magnetization of a ferromagnet. *Phys. Rev.*, 1940, 58(14), 1098–1113.
- [26] Alodjants A.P., Arakelian S.M., Bagayev S.N., Egorov V.S., Leksin A.Yu. Josephson dynamics for coupled polariton modes under the atom–field interaction in the cavity. *Applied Physics B*, 2007, 89(1), 81–89.
- [27] Karr J. Ph., Baas A., Giacobino E. Twin polaritons in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. A*, 2004, 69(6), 063807-1–12.
- [28] Alodjants A.P., Arakelian S.M., Bagayev S.N., Chekhonin I.A., Egorov V.S. Quantum cloning in coupled states of an optical field and an atomic ensemble by means of quasi-condensation of polaritons. *J. of Rus. Laser Research*, 2006, 27(5), 482–491.
- [29] Fleischauer M., Lukin M.D. Quantum memory for photons: dark-state polaritons. *Phys. Rev. A*, 2002, 65(2), 022314-1–12 .
- [30] Hau L.N., Harris S.E., Dutton Z., Behroozi C.H. Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas. *Lett. to Nature*, 1999, 397, 594–596.
- [31] Gersen H., Karle T.J., Engelen R.J.P., Bogaerts W., Korterik J.P., van Hulst N.F., Krauss T.F., Kuipers L. Real-space observation of ultraslow light in photonic crystal waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 94(7), 073903-1–073903-4.
- [32] Yanik M.F., Fan S. Stopping and storing light coherently. *Phys. Rev. A*, 2005, 71(1), 013803-1–10.
- [33] Александров Е.Б., Запасский В.С. В погоне за «медленным светом». *УФН*, 2004, 174, 1093–1102.
- [34] Phillips D. F., Fleischhauer A., Mair A., Walsworth R. L., Lukin M. D. Storage of light in atomic vapor, *Phys.Rev.Lett.* 2001, 86 (5), 783-787
- [35] Alodjants A.P., Arakelian S.M., Leksin A.Yu. Storage of quantum optical information based on the intracavity polaritons under the Bose–Einstein Condensation conditions. *Laser Physics*, 2007, 17(11), 1–9.
- [36] Zhang Z. M., Park K., On the group front and group velocity in a dispersive medium upon refraction from a nondispersive medium. *J. of Heat Transfer*, 2004, 126, 244-249
- [37] Loudon R. The propagation of electromagnetic energy through an absorbing dielectric, *J. of Phys. A*, 1970, 233-245.
- [38] Agranovich V.M., Litinskaia M, Lidzey D.G. Cavity polaritons in microcavities containing disordered organic semiconductors. *Phys. Rev. B.*, 2003, 67(8), 085311-1-10.