

# Высокотемпературная бозе-эйнштейновская конденсация поляритонов: реализация в условиях внутрирезонаторной лазерной накачки вещества

В.А.Аверченко, А.П.Алоджанц, С.М.Аракелян, С.Н.Багаев,  
Е.А.Виноградов, В.С.Егоров, А.И.Столяров, И.А.Чехонин

*Рассмотрена квантовая модель бозе-эйнштейновской конденсации на основе процессов с участием поляритонов, возбуждаемых во внутрирезонаторной поглощающей ячейке с резонансными атомами, проявляющаяся в спектральных характеристиках такой системы. Показано, что возникает эффект «конденсации» спектра, который непосредственно связан с вырождением слабовзаимодействующего газа поляритонов, приводящим к его квазиконденсации при комнатных температурах. Обсуждается возможность экспериментального получения в данной системе конденсации поляритонов как нового фазового состояния с использованием схемы удержания поляритонов в атомно-оптической гармонической ловушке.*

**Ключевые слова:** поляритоны, квазиконденсация, бозе-эйнштейновская конденсация, поляритонный лазер.

## 1. Введение

Эксперименты по бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) макроскопически большого числа атомов ( $N \geq 10^6$ ) – одно из наиболее ярких достижений последних лет, которое оказало большое влияние на развитие различных направлений современной квантовой и лазерной физики, а также новейших технологий (см., напр., [1]). 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, описывается общей волновой функцией, соответствующей когерентному состоянию. В данном аспекте явление БЭК аналогично процессу лазерной генерации – например, в том случае, когда в резонаторных схемах происходит жесткая фазовая синхронизация мод светового излучения [2, 3]. Кроме того, в условиях БЭК можно говорить о реализации бозе-лазера (бозера), излучающего когерентные ансамбли атомов [3, 4]. Замечательной особенностью таких макроскопических квантовых состояний вещества является возможность их использования для целей разработки новых фи-

зических принципов квантовой обработки и передачи информации [5, 6].

Однако, несмотря на впечатляющие успехи в этом направлении, существует ряд практических трудностей, которые налагают принципиальные ограничения на возможность реального использования для этих целей полученного конденсата атомов. Так, одной из главных проблем является необходимость поддержания сверхнизких температур (десятки нК) для реализации такого рода устройств. В этой связи чрезвычайно актуальным становится вопрос о получении макроскопических когерентных (квантовых) состояний вещества при высоких (комнатных) температурах.

На сегодняшний день один из наиболее привлекательных подходов к решению данного вопроса заключается в реализации квазиконденсации двумерного слабовзаимодействующего бозе-газа поляритонов (в атомной оптике [7]), и экситонов (в физике твердого тела [8–10]\*). Такие коллективные состояния среды – квазичастицы – представляют собой суперпозицию фотонов и спиновых волн в атомной среде и могут быть получены, например, в рамках модели Дике, используемой при описании сверхизлучения [12]. 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 атомно-оптических взаимодействий, поляритоны действительно могут конденсироваться; их распределение удовлетворяет функции распределения Бозе – Эйнштейна идеального газа бозонов [13].

В настоящей работе нами рассмотрена задача о взаимодействии системы двухуровневых атомов с электромагнитным полем в резонаторе в условиях так называе-

**В.А.Аверченко, В.С.Егоров, А.И.Столяров, И.А.Чехонин.** Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 198504 С.-Петербург, Старый Петергоф, Ульяновская ул., 1; e-mail: neva1706@mail.wplus.net, aist@pisem.net, chekh@paloma.spbu.ru

**А.П.Алоджанц, С.М.Аракелян.** Владимирский государственный университет, Россия, 600000 Владимир, ул. Горького, 87; e-mail: alodjants@vpti.vladimir.ru, arak@vpti.vladimir.ru

**С.Н.Багаев.** Институт лазерной физики РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: bagayev@laser.nsc.ru  
**Е.А.Виноградов.** Институт спектроскопии РАН, Россия, 142190 Троицк, Московская обл.; e-mail: evinogr@isan.troitsk.ru

\*Здесь фактически речь идет о так называемом фазовом переходе Костерлица – Таулесса (Kosterlitz – Thouless) к сверхтекучему состоянию двумерных бозе-систем, для которых истинная (true) бозе-эйнштейновская конденсация (в отсутствие удержания частиц газа в ловушке) невозможна [11].

мой сильной связи, когда выполняется неравенство

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

где  $\omega_c$  – кооперативная частота, определяющая коллективные эффекты взаимодействия атомов и поля;  $\omega_0$  – частота атомного перехода;  $d$  – дипольный момент перехода;  $\tau_{\text{coh}}$  – характерное время когерентности атомной среды;  $n$  – плотность атомного газа;  $\hbar$  – постоянная Планка. При этом само поле является слабым (по числу фотонов).

Именно при выполнении неравенства (1) происходит так называемая конденсация спектра [14, 15]. Этот эффект заключается в том, что при некоторых пороговых условиях, накладываемых на концентрацию поглощающих атомов и интенсивность накачки, генерация широкополосного лазера с помещенной внутрь резонатора узкополосной поглощающей ячейкой сосредотачивается («конденсируется») вблизи наиболее сильных линий поглощения вещества.

Указанное явление наблюдалось экспериментально и было интерпретировано в рамках наглядной классической модели параметрического возбуждения двух связанных осцилляторов (электромагнитное поле и атомы вещества) в условиях когерентного обмена энергией между ними. Однако данная модель одномерна, она не является квантовой, что, естественно, ограничивает область ее применения.

В настоящей статье предложена развернутая квантовая модель эффекта «конденсации» спектра, реализующегося для поляритонов, которые возбуждаются во внутрирезонаторной поглощающей ячейке [16]. При этом показано, что эффект «конденсации» спектра может быть непосредственно связан с явлением конденсации (квази-конденсации) поляритонов в резонаторе при условии обеспечения сильной связи между электромагнитным полем и средой. Последнее утверждение представляет самостоятельный интерес, и в настоящей работе впервые обоснована возможность получения истинной БЭК в поляритонной системе в случае высоких (комнатных) температур при возникновении «конденсации» спектра. В этом отношении интересными фактами, подтверждающими высказанное предположение, являются экспериментальные данные, полученные в работах [8, 9] в условиях полупроводниковых микрорезонаторов.

## 2. Основные соотношения

Рассмотрим взаимодействие двухуровневых атомов (уровни  $a$ ,  $b$ ) и квантового электромагнитного поля, которое описывается операторами  $f_k$  ( $f_k^+$ ) уничтожения (рождения) фотонов  $k$ -й моды. В рамках дипольного приближения такую систему можно описать гамильтонианом [13]

$$H(k) = \sum_k E_{\text{ph}}(k) f_k^+ f_k + \sum_k \frac{1}{2} E_{\text{at}}(k) (b_k^+ b_k - a_k^+ a_k) + \sum_k g (f_k^+ a_k^+ b_k + b_k^+ a_k f_k), \quad (2)$$

где бозе-операторы  $a$  ( $a^+$ ) и  $b$  ( $b^+$ ) характеризуют уничтожение (рождение) атомов на нижнем и верхнем уровнях

соответственно;  $E_{\text{ph}}(k) = \hbar c |k|$ ,  $E_{\text{at}}(k) = E_0 + \hbar^2 k^2 / (2m_{\text{at}})$  – дисперсионные соотношения для фотонной и атомной систем;  $E_0$  – энергия перехода двухуровневого атома с массой  $m_{\text{at}}$ ;  $g$  – коэффициент, определяющий величину связи между полем и атомом;  $c$  – скорость света в вакууме.

В предельном случае малых возмущений атомной системы атомы заполняют, в основном, нижний энергетический уровень  $a$  и выполняется неравенство

$$\langle b_k^+ b_k \rangle \ll \langle a_k^+ a_k \rangle. \quad (3)$$

В этом приближении гамильтониан (2) может быть диагонализирован с помощью унитарного преобразования

$$\begin{pmatrix} \Phi_{1,k} \\ \Phi_{2,k} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_k & -v_k \\ v_k & \mu_k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_k \\ a_k^+ b_k \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где введенные операторы уничтожения  $\Phi_{j,k}$  ( $j = 1, 2$ ) характеризуют квазичастицы (поляритоны) в атомной среде, соответствующие двум типам элементарных возмущений, которые в приближении (3) удовлетворяют бозонным соотношениям коммутации

$$[\Phi_{i,k}, \Phi_{j,k}^+] = \delta_{ij}, \quad i, j = 1, 2. \quad (5)$$

В выражении (4) параметры преобразования  $\mu_k$  и  $v_k$  являются вещественными коэффициентами Хопфилда, удовлетворяющими условию  $\mu_k^2 + v_k^2 = 1$  и определяющими вклад фотонной и атомной (возмущенной) составляющих в поляритон соответственно:

$$\mu_k^2 = \frac{4g^2}{2(\delta_k^2 + 4g^2)^{1/2} [\delta_k + (\delta_k^2 + 4g^2)^{1/2}]}, \quad (6a)$$

$$v_k^2 = \frac{\delta_k + (\delta_k^2 + 4g^2)^{1/2}}{2(\delta_k^2 + 4g^2)^{1/2}}, \quad (6b)$$

где  $\delta_k = E_{\text{at}}(k) - E_{\text{ph}}(k)$  – фазовая расстройка, которая определяет вклад фотонной и атомной составляющих в выражение (4) для поляритонов. В частности, в предельном случае, если выполняется условие  $4g^2 \gg \delta_k^2$ , то  $\mu_k^2 \rightarrow 1$  ( $v_k^2 \rightarrow 0$ ), что соответствует пренебрежимо малому вкладу фотонной части в поляритон  $\Phi_{2,k}$ . В другом предельном случае, когда  $4g^2 \ll \delta_k^2$ , имеем  $\mu_k^2 \rightarrow 0$  ( $v_k^2 \rightarrow 1$ ), что означает усиление роли светового излучения (фотонного вклада) в когерентность поляритонов данного типа.

С учетом выражений (4), (6) гамильтониан (2) приобретает следующий вид:

$$H(k) = \sum_k E_1(k) \Phi_{1,k}^+ \Phi_{1,k} + \sum_k E_2(k) \Phi_{2,k}^+ \Phi_{2,k}, \quad (7)$$

где  $E_{1,2}(k)$  определяют дисперсионную зависимость поляритонов:

$$E_{1,2}(k) = \frac{1}{2} \left\{ E_{\text{at}}(k) + E_{\text{ph}}(k) \pm \left[ [E_{\text{at}}(k) - E_{\text{ph}}(k)]^2 + 4g^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (8)$$

На рис. 1, *a* приведены дисперсионные зависимости (8) поляритонов  $E_{1,2}(k)$  при рассматриваемом взаимодействии атомов с квантованным полем в свободном про-

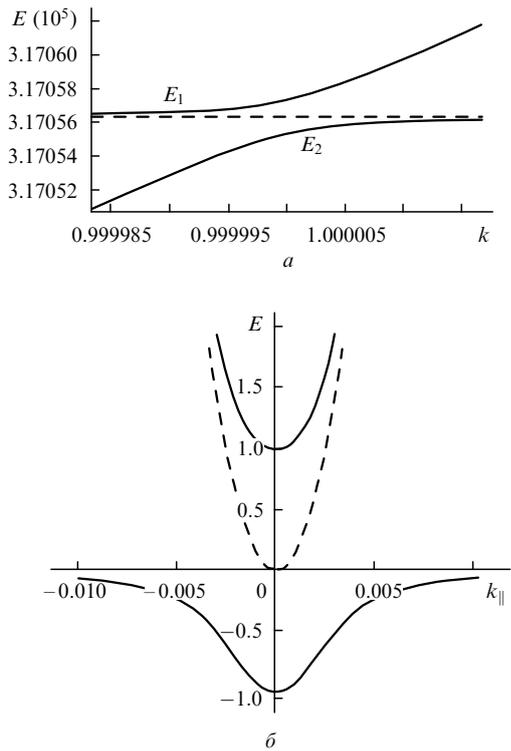


Рис.1. Дисперсионные зависимости  $E_1(k)$  (верхняя ветвь) и  $E_2(k)$  (нижняя ветвь) поляритонов от волнового вектора  $k$  в свободном пространстве (а) и в резонаторе (б). По оси абсцисс волновой вектор отложен в единицах резонансного волнового вектора  $k_{\perp}$ , по оси ординат энергия представлена в единицах коэффициента связи  $g$ . Штриховыми линиями обозначены энергия атома (горизонтальная прямая) (а), а также дисперсионная зависимость для фотона в резонаторе (б).

странстве. Видно, что в системе каждому значению волнового вектора  $k$  соответствуют два разрешенных энергетических состояния – поляритоны верхней ( $E_1(k)$ ) и нижней ( $E_2(k)$ ) ветвей.

При помещении среды в резонатор перпендикулярная поверхности зеркал компонента волнового вектора  $k_{\perp}$  квантуется. В то же время в параллельном поверхности зеркал направлении ввиду отсутствия граничных условий существует континуум мод. Это означает, что в одномодовом (одночастотном – при каждом значении  $k_{\perp}$ ) режиме дисперсия поляритонов определяется лишь параллельной поверхности зеркал составляющей волнового вектора  $k_{\parallel}$ . Тогда при условии  $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ , которое физически соответствует парааксиальному приближению в оптике (см., напр., [17]), дисперсионное соотношение для фотонов в резонаторе имеет следующий вид:

$$E_{ph}(k) = \hbar c|k| = \hbar c(k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2)^{1/2} = \hbar c \left[ k_{\perp} + \frac{k_{\parallel}^2}{2k_{\perp}} + O\left(\frac{k_{\parallel}^3}{k_{\perp}^2}\right) \right]. \tag{9}$$

Здесь  $k_{\perp} = \pi m/L_{cav}$  – квантованная составляющая волнового вектора, параллельная оси резонатора, которая соответствует периодическим граничным условиям при стандартной процедуре квантования поля;  $L_{cav}$  – эффективная длина резонатора; число  $m$  соответствует выбранной моде (частоте). При наличии сильной связи (1) дисперсионные кривые поляритона «расталкиваются», что приводит к появлению верхней и нижней ветвей поляри-

тонов в резонаторе (рис.1,б). Принципиальной особенностью этих кривых является наличие «потенциальной» ямы (для  $k = 0$ ). Ширину нижней поляритонной ямы можно найти из условия  $\partial^2 E_2 / \partial k_{\parallel}^2 = 0$ . Оно определяет угловые параметры, которые будет иметь поляритонный пучок в резонаторе. Важно отметить, что данные эффекты, связанные с поперечной компонентой волнового вектора поляритона (в данном случае это  $k_{\perp}$ ), не будут подавлены вследствие дифракции света, если угловые размеры поляритонного пучка превышают дифракционную расходимость светового пучка  $\varphi$ , которую можно оценить из выражения  $\varphi \approx d/L$  ( $d$  и  $L$  – диаметр пучка и длина резонатора (или поглощающей ячейки)).

### 3. Явление «конденсации» спектра и конденсация поляритонов

В рамках рассматриваемого подхода эффект сужения («конденсации») спектра поляритонов, который наблюдался в эксперименте [14, 15], достаточно просто может быть объяснен с помощью представлений о БЭК. В этой связи с учетом парааксиального приближения (9) представим гамильтониан (7) в виде

$$H = H_{long} + H_{tr}, \tag{10a}$$

где

$$H_{long} = \sum_{k_{\perp}} E'_1(k_{\perp}) \Phi_{1,k_{\perp}}^+ \Phi_{1,k_{\perp}} + \sum_{k_{\perp}} E'_2(k_{\perp}) \Phi_{2,k_{\perp}}^+ \Phi_{2,k_{\perp}}; \tag{10б}$$

$$H_{tr} = \sum_{k_{\parallel}} E_{1,tr}(k_{\parallel}) \Phi_{1,k_{\parallel}}^+ \Phi_{1,k_{\parallel}} + \sum_{k_{\parallel}} E_{2,tr}(k_{\parallel}) \Phi_{2,k_{\parallel}}^+ \Phi_{2,k_{\parallel}}. \tag{10в}$$

Выражение для  $H_{long}$  описывает поляритоны, формирующиеся вдоль оси резонатора,  $E'_{1,2}(k_{\perp}) \equiv E_{1,2}(k)|_{k_{\parallel}=0}$  определяет их дисперсионную зависимость (см. (8)) при  $k_{\parallel} = 0$ . Выражение для  $H_{tr}$  характеризует поляритоны, образующиеся в двумерной плоскости, перпендикулярной оси резонатора, а через соотношение  $E_{1,2,tr} = \frac{1}{2} \hbar^2 k_{\parallel}^2 / m_{pol}^{(1,2)}$  выражается их дисперсия. Здесь

$$m_{pol}^{(1,2)} = \frac{2m_{ph}}{1 \mp \Delta / (\Delta^2 + 4g^2)^{1/2}} \tag{11}$$

– масса поляритонов верхней и нижней ветвей;

$$m_{ph} = \frac{\hbar k_{\perp}}{c} \approx \frac{E_0}{c^2}$$

– эффективная масса фотона в среде;  $\Delta = E_0 - \hbar c k_{\perp}$  – отстройка моды (частоты) резонатора от частоты атомного перехода.

Таким образом, явление БЭК поляритонов в резонаторе связано с наличием второго слагаемого в выражении для гамильтониана  $H$  в (10а). Оно фактически приводит к перенормировке массы фотона в среде – см. соотношение (11). Возникающие при этом квазичастицы – поляритоны – можно считать идеальным двумерным бозе-газом (см. также (10в)). Действительно, возможность осуществления БЭК предполагает наличие устойчивого состояния с минимальной энергией – «потенциальной» ямы (в точке  $k_{\parallel} = 0$ ), что, как показано в разд.2, имеет место для поляритонов в резонаторе (нижняя ветвь на рис.1,б).

Одновременно с этим можно подобрать параметры резонатора так, чтобы выполнялось равенство  $|k_{\perp}| = E_0/\hbar c$ , т. е.  $\Delta = 0$ . Таким образом, в резонаторе возможна конденсация поляритонов в состояние, в котором не разрушается резонансное взаимодействие поля и вещества. Поэтому образование БЭК увеличивает эффективную добротность резонаторной системы и тем самым приводит к уменьшению пороговой мощности накачки, которую необходимо превысить для реализации эффекта «конденсации» спектра в модели параметрического взаимодействия связанных осцилляторов.

С помощью выражений (8), (9), (11) для  $E_2(k)$  получаем, что ширина (и глубина) поляритонной ямы, выраженная в единицах энергии, по порядку величины равна коэффициенту связи:

$$\frac{\hbar^2 \Delta k_{\parallel}^2}{2m_{\text{eff}}} \approx g. \quad (12)$$

При этом оказывается возможным формально ввести эффективную температуру двумерного бозе-газа поляритонов  $T_{\text{eff}}$ , которая также имеет величину порядка коэффициента связи в пределах границ поляритонной ямы [13], т. е.  $K_B T_{\text{eff}} \approx g$ , где  $K_B$  – постоянная Больцмана.

Вышеизложенный подход определяет конденсацию (точнее, квазиконденсацию) двумерного газа в предположении эффективного механизма падения (релаксации) поляритонов с большими  $k$  на дно ямы дисперсионной кривой. В нашем случае, в отличие от рассматриваемого в [8, 9] случая полупроводниковых микрорезонаторов, двумерность поляритонного газа может быть обеспечена тем, что возбуждение оптически плотной среды осуществляется, как правило, волновым пакетом синхронизованных электромагнитных мод, что соответствует квазимонохроматичности процесса взаимодействия поля со средой.

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 [10, 18]).

Рассмотрим теперь более детально квазиконденсацию двумерного бозе-газа поляритонов, характеризуемого последним членом в выражении (10в). Вначале обратимся к химическому потенциалу такого газа, который определяется как [19]

$$\begin{aligned} \mu &= K_B T \ln [1 - \exp(-n_2 \lambda_T^2)] \\ &\equiv K_B T \ln [1 - \exp(-T/T_d)], \end{aligned} \quad (13)$$

где  $T_d = 2\pi\hbar^2 n_2 / (m_{\text{eff}} K_B)$  – температура вырождения газа;  $n_2$  – двумерная плотность поляритонов в плоскости, перпендикулярной оси резонатора;  $\lambda_T = \hbar / (2m_{\text{eff}} K_B T)^{1/2}$  – длина тепловой волны (волны де Бройля). Температура  $T_d$  в (13) определяется условием, когда тепловая длина волны  $\lambda_T$  имеет тот же порядок величины, что и среднее расстояние между частицами  $V^{1/3}$  ( $V$  – объем системы). В связи с взаимодействием между поляритонами (неидеальный газ) возникает дополнительный параметр  $a_{\text{scat}}$ , который является длиной рассеяния и зависит от потенциала взаимодействия. Он влияет на энергетический

спектр над основным состоянием, который становится фоновым [9].

Из выражения (13) следует, что, строго говоря, конденсация двумерного газа поляритонов ( $\mu = 0$ ) наступает при  $T \rightarrow 0$ . Вместе с тем, как известно (см. напр., [9]), уже при температуре

$$T_{\text{КТ}} = \frac{\pi\hbar^2 n_s}{2m_{\text{eff}} K_B} \simeq \frac{T_d}{4} \quad (14)$$

в двумерном слабозадействующем бозе-газе происходит фазовый переход Костерлица – Таулесса к состоянию сверхтекучести, когда на двумерной поверхности образуются изолированные капельки конденсата с некоррелированными между разными каплями фазами (в выражении (14)  $n_s$  – плотность сверхтекучей жидкости на двумерной поверхности).

Для поляритонов с эффективной массой  $m_{\text{eff}} = 5 \times 10^{-33}$  г и плотностью в трехмерном резонаторе  $n_3 = 3.5 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup> вырождение газа может наступать уже при комнатной температуре ( $T_d = 300$  К). Действительно, для этого случая из выражения (13) для  $T_d$  оценка минимальной двумерной плотности поляритонного газа (для выполнения условия  $T = T_d$ ) дает значение  $n_2 \simeq \lambda_T n_3 \approx 0.3 \times 10^8$  см<sup>-2</sup> [19] при длине волны де Бройля, равной  $\lambda_T \approx 1.84 \times 10^{-4}$  см. Именно при таких значениях концентрации атомов  $n_3$  в эксперименте [14] наблюдался эффект «конденсации» спектра вблизи желтого дублета натрия (рис.2). Для верхнего спектра (рис.2,а)  $n_3 < 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, для нижнего (рис.2,б)  $n_3 = 3.5 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Аналогичные результаты, полученные в [14] для спектра в неоне, также демонстрируют «конденсацию» спектра поляритонов.

Выясним теперь условия, при которых в эксперименте возможно получение истинной (в термодинамическом смысле) конденсации поляритонов, возбуждаемых в резонаторе. Как известно [19, 20], для двумерного слабо

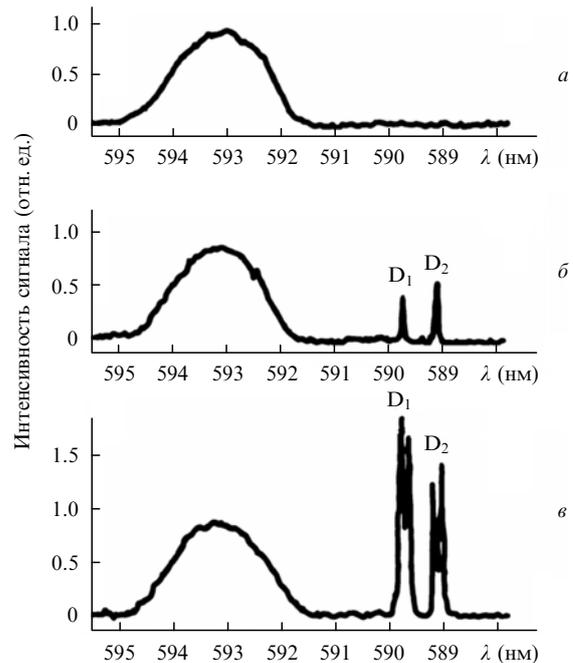


Рис.2. Конденсация спектра вблизи желтого дублета натрия (см. текст) при концентрации атомов  $n_3 \leq 10^{10}$  (а),  $1 \times 10^{11}$  (б) и  $3.5 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup> (в).

взаимодействующего (идеального) газа реализация такой конденсации требует определенной схемы удержания (trapping) частиц газа в ловушке. Например, для ловушки с потенциалом удержания частиц, определяемым выражением (гармонический потенциал)

$$U(r) = U_0 \frac{r^2}{r_0^2} = \frac{m_{\text{eff}} \Omega_{\text{eff}}^2}{2} r^2 \quad (15)$$

( $\Omega_{\text{eff}}$  – частота удержания (колебаний) частиц,  $r_0$  – поперечный размер области удержания,  $r$  – поперечная координата), критическая температура БЭК двумерного газа определяется как (ср. с [20])

$$T_c = \frac{\hbar \Omega_{\text{eff}}}{K_B} \sqrt{\frac{N}{1.645}} = \frac{2\pi \hbar^2 n_2}{1.645 m_{\text{eff}} K_B}, \quad (16)$$

где  $N$  – общее число частиц. В правой части соотношения (16) мы также учли, что в нашем случае число частиц  $N_2$ , удерживаемых потенциалом  $U(r)$  на поверхности, дается выражением [20]

$$N_2 = \frac{2\pi n_2 K_B T}{m_{\text{eff}} \Omega_{\text{eff}}^2}.$$

В отсутствие ловушки ( $\Omega_{\text{eff}} = 0$ ), как и должно быть, БЭК не образуется: в (16)  $T_c = 0$ . Конкретная схема реализации атомно-оптической ловушки для удержания поляритонов обсуждается в Приложении.

Приведем соответствующие оценки для газа поляритонов с плотностью числа частиц  $n_3 = 2.645 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует двумерной концентрации  $n_2 \approx 0.5 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ . В этом случае конденсация в ловушке может также происходить и при комнатной температуре ( $T_c = 300 \text{ К}$ ). Данные значения плотности газа, как это видно из рис.2,в, соответствуют условиям экспериментов [14, 15], в которых наблюдался эффект «конденсации» спектра. Интересно отметить, что в этом случае справедливой оказывается оценка для критического значения волны де Бройля:  $\lambda_T \geq r_{\text{int}}$  ( $r_{\text{int}} \propto 1/\sqrt{n_2} \approx 1.41 \times 10^{-4} \text{ см}$  – характерный масштаб расстояния между частицами на поверхности). Это фактически означает перекрытие волновых функций поляритонов. В результате при температурах  $T \leq T_c$  двумерный бозе-газ поляритонов, удерживаемый гармонической ловушкой (15), находится в основном состоянии; число частиц  $N_0$  в этом состоянии зависит от температуры в соответствии с соотношением  $N_0 \approx N[1 - (T/T_c)^2]$ . Таким образом, макроскопический БЭК формируется уже при комнатной температуре. Такое состояние является когерентным и поляритоны имеют одинаковые фазы. Даже при наличии некоторых фазовых сбоек отдельные волновые функции поляритонов можно, по-видимому, скоррелировать с помощью достаточно слабого внешнего (стабилизирующего) электромагнитного поля.

В данной работе нами не рассматривались пространственные эффекты, а также вопросы устойчивости БЭК поляритонов в ловушке. Исследование поперечных эффектов когерентности, явления сверхтекучести поляритонного газа и влияние потенциала ловушки на динамику конденсатного «облака» имеет чрезвычайно важное значение в экспериментальном аспекте и требует отдельного анализа. Здесь мы только отметим следующее существенное обстоятельство.

На сегодняшний день экспериментальное исследование квантовых (когерентных) свойств резонаторных поляритонов – измерение степени когерентности первого и второго порядков – является одним из основных инструментов диагностики самого процесса конденсации поляритонов (см. [8, 9]). Поскольку поляритон представляет собой линейную суперпозицию фотона и атомного возмущения (см. (4)), то его когерентные свойства обусловлены когерентностью как светового поля, так и ансамбля атомов, с которым оно взаимодействует, а также их возможной квантовой интерференцией, которая является следствием процесса конденсации. В рамках указанных экспериментов при выполнении условия точного резонанса  $\Delta = 0$  имеем  $\delta_k \approx 0$ , и из выражений (6), (11) получаем  $\mu_k^2 = v_k^2 = 1/2$ , что означает равный вклад в поляритон оптической и атомной частей. В этом случае когерентные свойства поляритонного состояния просто могут быть обусловлены высокой когерентностью оптического поля на входе в атомную среду независимо от образования БЭК. При этом остается открытым вопрос об измерении когерентности атомных возмущений в результате взаимодействия, а также собственной когерентности поляритонного конденсата (если таковой вообще образуется в системе). Один из способов решения данной проблемы связан, на наш взгляд, с получением поляритонного БЭК на основе трехуровневых атомов, находящихся в условиях электромагнитной индуцированной прозрачности (ЭИП) (см. ниже).

Здесь же мы укажем на другую возможность, основанную на небольшом варьировании в эксперименте значения отстройки  $\Delta$  (а следовательно, и  $\delta_k$ , см. (6)) как параметра, управляющего вкладом фотонной и атомной частей в результирующую когерентность резонаторных поляритонов. При этом изменяется также эффективная масса поляритонов (см. (11)), а значит, критические температуры вырождения, конденсации и квазиконденсации в (13), (14), (16). Данное специфическое свойство поляритонного газа фактически означает возможность управления процессом образования БЭК в эксперименте.

Вместе с тем заметим, что в настоящей работе мы не рассматриваем вопросы, связанные с формированием БЭК для фотонного газа в резонаторе, или, точнее говоря, вопросы конденсации поляритонов верхней ветви дисперсионной кривой (см. рис.1,б), характеризующихся первым слагаемым в выражении (10в). Несомненно, данная проблема имеет очень важное значение для рассматриваемого в статье круга задач, хотя обсуждается лишь в связи с квантовыми свойствами светового излучения в средах с кубической нелинейностью (см. [3]).

Кроме того, формирование фотонного конденсата (или конденсата поляритонов верхней ветви), непосредственно связанное с лазерной генерацией в резонаторе (ср. с [2]), при изменении параметра  $\Delta$  также имеет интересную особенность. Действительно, при  $\Delta = 0$  из (11) следует, что поляритоны обеих дисперсионных ветвей имеют равные массы, т. е.  $m_{\text{pol}}^{(1)} = m_{\text{pol}}^{(2)} = m_{\text{eff}}$ , что соответствует одинаковым температурам их квазиконденсации (см. (14)). Однако в случае  $\Delta \neq 0$  из (11) имеем  $m_{\text{pol}}^{(1)} \neq m_{\text{pol}}^{(2)}$ , что физически означает различие в температурах фазового перехода (14) для поляритонов верхней ( $T_{\text{КТ}}^{(1)}$ ) и нижней ( $T_{\text{КТ}}^{(2)}$ ) дисперсионных ветвей. Таким образом, в результате вносимой асимметрии с помощью небольшого изменения отстройки  $\Delta$  становится возможным существование очень малого температурного зазора (энерге-

тической щели), в пределах которого когерентные свойства поляритонов обеих ветвей должны существенно меняться. Эти свойства могут наблюдаться, например, с помощью измерения функции их взаимной корреляции или при использовании зондирующего излучения в резонансных условиях.

Таким образом, исследование данного эффекта позволит ответить на принципиальный вопрос о свойствах когерентности светового излучения, атомной системы и самих поляритонов в условиях реализации БЭК.

#### 4. Заключение

В работе впервые развит квантовый подход к решению задач формирования квазиконденсации, а также реализации истинной (в термодинамическом смысле) бозе-эйнштейновской конденсации двумерного газа поляритонов при комнатной температуре. Этот подход позволяет объяснить некоторые особенности явления «конденсации» широкополосного спектра генерации вблизи сильных линий поглощения в лазерном резонаторе, наблюдавшиеся в эксперименте (в частности так называемую конденсацию спектра при нерезонансной накачке). В этом аспекте формирование БЭК приводит к уменьшению пороговой мощности накачки параметрического возбуждения кооперативных эффектов.

Остановимся кратко на некоторых явлениях, которые представляют непосредственный интерес в связи с рассмотренной с настоящей статье задачей.

К ним относится, во-первых, конденсация поляритонов, представляющая особый интерес при наличии эффекта ЭИП, который заключается в распространении светового импульса в резонансной атомной среде без изменения его формы и в отсутствие поглощения (см., напр., [5, 21, 22]). Замечательной особенностью данного эффекта является возникновение атомной когерентности как для горячих [21], так и для ультрахолодных атомов [5, 22]. С физической точки зрения объяснение ЭИП может быть также дано в терминах светлых и темных поляритонов, которые в адиабатическом приближении, соответствующем у нас условию (3), представляют собой когерентную суперпозицию атомов двух состояний сверхтонкой зеемановской структуры и внешнего пробного поля, поддерживаемую с помощью внешнего поля накачки на оптической частоте через третий (вспомогательный) уровень – так называемая  $\Lambda$ -схема [5, 6, 21]. Поэтому при помещении атомной среды в резонатор с целью формирования БЭК поляритонов эффект ЭИП стал бы своего рода инструментом для достижения такого квантового состояния. При этом более тонкое управление процессом конденсации можно было бы осуществить, связав напрямую два атомных уровня внешним слабым магнитным полем, которое позволяло бы вытаскивать «горячие» поляритоны из ловушки, подобно тому, как это, например, происходит при конденсации атомов щелочноземельных металлов в магнитооптической ловушке [1]. С другой стороны, при регистрации «конденсации» спектра в условиях БЭК можно ожидать некоторого «просветления» атомной среды в резонаторе за счет изменения ее рефрактивных свойств. В этом случае становятся реальными эффекты изменения (уменьшения) наблюдаемой групповой скорости распространяющегося светового импульса, посылаемого в атомную среду сразу после включения пробного излучения с временем

задержки  $\tau_{\text{del}} < \tau_{\text{coh}}$ , в том числе за счет конденсированных поляритонов. Действительно, из выражений (10в) и (11) следует, что групповые скорости таких квазичастиц в плоскости, перпендикулярной оси резонатора, определяются выражением

$$v_{\text{gr}}^{(1,2)} = \frac{\partial E_{1,2\text{tr}}}{\partial(\hbar k_{\parallel})} = \frac{\hbar k_{\parallel}}{m_{\text{pol}}^{(1,2)}}.$$

В условиях точного атомно-оптического резонанса (при  $\Delta = 0$ ) отсюда имеем  $v_{\text{gr}}^{(1)} \simeq v_{\text{gr}}^{(2)} = k_{\parallel} c / 2k_{\perp}$ . Таким образом, в парааксиальном приближении, когда  $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ , для групповой скорости конденсированных поляритонов получаем оценку:  $v_{\text{gr}}^{(1,2)} \ll c$ , что фактически и означает наблюдение режима «медленного» света для поляритонов в резонаторе.

Во-вторых, формирование высокотемпературной БЭК поляритонов представляет интерес для целей квантовой информации, например при разработке новых физических принципов создания квантовой памяти и хранения информации. Действительно, как показано нами в [6], подобные макроскопические состояния поляритонов могут быть использованы в задачах клонирования и квантовой записи информации.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 04-02-17359, 05-02-16576 и выполнена в рамках НТП Минобрнауки РФ. А.П.Алоджанц благодарен некоммерческому фонду «Династия» за финансовую поддержку.

#### Приложение

Обсудим вопрос об удержании БЭК внутрирезонаторных поляритонов в ловушке. Для этих целей используем специальную атомно-оптическую ловушку, действие которой основывается на том, что поляритоны представляют собой когерентную суперпозицию фотона и атомного возмущения. Поэтому в ловушке требуется удержание фотонов в области атомно-оптического взаимодействия, где и образуются поляритоны, может быть осуществлено с помощью фокусировки светового пучка специальной градиентной (цилиндрической) линзой (или неоднородным волноводом), показатель преломления которой меняется по поперечной координате в соответствии с зависимостью

$$n^2(r) = n_0^2(1 - n'r^2), \tag{П.1}$$

где  $n'$  – требуемая градиентная добавка к показателю преломления линзы. Потенциал для удержания (фокусировки) фотонов используемого светового пучка, создаваемый такой оптической системой, представляется [17] в виде

$$U_{\text{opt}}(r) = \frac{n^2(r) - n_0^2}{2n_0^2} = \frac{n'r^2}{2},$$

что в точности соответствует потенциалу гармонической ловушки (15) с параметром неоднородности  $n' = m_{\text{eff}}\Omega_{\text{eff}}^2$ .

Кроме того, для удержания атомов в плоскости, перпендикулярной оси резонатора, можно использовать двумерную магнитную ловушку с частотой осцилляций  $\Omega_{\text{at}}$ , которая широко применяется в существующих экспериментах с «обычным» конденсатом атомов [1].

Таким образом, для удержания поляритонов в ловушке необходимо одновременно удерживать атомы стандартным способом и фокусировать световой пучок в область атомно-оптического взаимодействия с учетом подбора соответствующих параметров  $\Omega_{\text{at}}$  и  $n'$ . Это определяет требуемое в эксперименте значение  $\Omega_{\text{eff}}$ .

1. Кеттерле В. *УФН*, **173**, 1339 (2003).
2. Ораевский А.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 1127 (1997).
3. Chiao R., Boyce J. *Phys. Rev. A*, **60**, 4114 (1999).
4. Imamoglu A., Ram R.J., Pau S., Yamamoto Y. *Phys. Rev. A*, **53**, 4250 (1996).
5. Liu C., Dutton Z., Behroozi C.H., Hau L.N. *Nature*, **409**, 490 (2001).
6. Alodjants A.P., Arakelian S.M. *Int. J. Mod. Phys. B (special issue)*, № 6 (2006).
7. Averchenko V.A., Bagayev S.N., et al. *Abstract in Technical Digest of ICONO'05 Conf.* (Sankt-Petersburg, Russia, 2005).
8. Deng H., Weihs G., Santori C., Bloch J., Yamamoto Y. *Science*, **298**, 199 (2002).
9. Kavokin A., Malpuech G., Laussy F.P. *Phys. Lett. A*, **306**, 187 (2003); Richard M., Kasprzak J., Andre R., et al. *Phys. Rev. B*, **72**, 201301(R) (2005).
10. Гишиус Н.А., Тиходеев С.Г., Келдыш Л.В., Кулаковский В.Д. *УФН*, **175**, 327 (2005); Кулаковский В.Д., Кржижановский Д.Н. и др. *УФН*, **175**, 334 (2005).
11. Kosterlitz J.M., Thouless D.J. *J. Phys. B: Sol. State Phys.*, **6**, 1181 (1973).
12. Dicke R.H. *Phys.Rev.*, **93**, 99 (1954).
13. Eastham P.R., Littlewood P.V. *Phys. Rev. B*, **64**, 235101 (2001).
14. Васильев В.В., Егоров В.С., Федоров А.Н., Чехонин И.А. *Оптика и спектроскопия*, **76**, 146 (1994).
15. Багаев С.Н., Егоров В.С., Морошкин П.В., Федоров А.Н., Чехонин И.А. *Оптика и спектроскопия*, **86**, 912 (1999).
16. Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. *Квантовая электроника*, **14**, 2246 (1987).
17. Marte M.A., Stenholm S. *Phys. Rev. A*, **56**, 2940 (1997).
18. Savvidis P.G., Baumberg J.J., Stevenson P.M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 1547 (2000).
19. Petrov D.S., Gangardt G.M., Shlyapnikov G.V. *J. Phys. IV France*, **116**, 3 (2004).
20. Bagnato V., Kleppner D.K. *Phys. Rev. A*, **44**, 7439 (1991).
21. Lukin M.D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 457 (2003).
22. Прохоров А.В., Алоджанц А.П., Аракелян С.М. *Письма в ЖЭТФ*, **80**, 870 (2004).