НАНОСИСТЕМЫ: ФИЗИКА, ХИМИЯ, МАТЕМАТИКА, 2012, 3 (2), С. 73–84

УДК 535.14

«СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЙ» ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В УСЛОВИЯХ ОПТИЧЕСКИХ СТОЛКНОВЕНИЙ

И. Ю. Честнов, А. П. Алоджанц, С. М. Аракелян

Владимирский государственный университет имени А. Г. и Н. Г. Столетовых

alodjants@vlsu.ru, arak@vlsu.ru

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

Рассмотрена проблема высокотемпературных фазовых переходов для связанных атомно-оптических (одетых) состояний и поляритонов. На примере атомов рубидия показано, что достижение термодинамического равновесия для таких состояний оказывается возможным при взаимодействии атомов с нерезонансным квантовым излучением в присутствии оптических столкновений (ОС) с атомами буферного газа сверхвысокого давления, а также находящихся при высоких температурах (до 530 K). Для увеличения эффективности атомно-оптического взаимодействия рассмотрены специальные металлические микроволноводы, осуществляющие удержание (trapping) фотонов. В этом случае теоретически предсказан фотонный фазовый переход в сверхизлучательное состояние, обусловленный равновесным состоянием среды и поля. Показано, что при относительно больших отрицательных значениях атомно-оптической отстройки, а также при определенных параметрах волновода фотоноподобные поляритоны нижней дисперсионной ветви (НДВ) претерпевают высокотемпературный фазовый переход в конденсированное (сверхтекучее) состояние.

Ключевые слова: оптические столкновения, фазовые переходы, одетые состояния, поляритоны.

1. Введение

На сегодняшний день изучению фазовых переходов в атомных газах посвящено множество теоретических и экспериментальных работ, см. например, [1,2]. Несмотря на то что конденсат бозе-атомов был получен во многих передовых лабораториях мира, экстремально низкие температуры конденсации (вплоть до мкК) существенным образом ограничивают возможность применения этого эффекта в практических целях. Этим и объясняется интерес к изучению именно высокотемпературных фазовых переходов. Переходы подобного рода могут возникать в связанных системах среды и поля, для которых в ряде случаев целесообразно использовать представление поляритонов — бозонных квазичастиц, описывающих взаимодействие квантового поля и элементарных возмущений (поляризации) среды (см. [3, 4]). К настоящему моменту, фазовый переход и сверхтекучие свойства поляритонов нижней дисперсионной ветви (НДВ), формирующихся в полупроводниковых микроструктурах, были экспериментально обнаружены сразу несколькими научными группами (см. [5–9]). В системах подобного рода поляритоны образуют двумерный газ бозонных частиц. Речь идет об экситон-поляритонах, формирующихся в полупроводниковом (CdTe/CdMgTe или GaAs) микрорезонаторе, допированном квантовыми ямами. Эффективная масса таких частиц на много порядков меньше массы свободного электрона в вакууме. Тем не менее, получение высокотемпературного (комнатного) фазового перехода в таких структурах затруднительно по целому ряду причин, см., например, [10]. К тому же, время термализации поляритонов в твердотельных структурах достаточно мало — порядка пикосекунд, см. [8,9]. В этой связи предпочтительнее выглядит получение высокотемпературного фазового перехода в атомной оптике для поляритонов, которые могут иметь существенно большие времена когерентности, достигающие десятков наносекунд. Атомные поляритоны представляют собой суперпозицию фотона и поляризации двух- (или много-) уровневых атомов.

Необходимым условием осуществления фазового перехода для атомных поляритонов в эксперименте является существование термодинамически равновесной фазы для связанной атомно-оптической системы. Недавно с этой целью было предложено использовать так называемые оптические столкновения (ОС), представляющие собой процессы нерезонансного взаимодействия квантового поля и атома в присутствии частицы буферного газа (см. [11]). Не смотря на то что основные вопросы ОС изучались теоретически и экспериментально достаточно давно (см. работы [12–16]), внимание к термодинамическим свойствам связанных атомно-оптических систем в присутствии ОС было уделено относительно недавно [17–20]. В частности, было показано, что наличие ОС в системе паров рубидия, взаимодействующих с оптическим полем в присутствии буферного газа высокого (500 бар) давления при высоких температурах (530 К), приводит к термализации связанных (одетых) атомно-оптических состояний. В [18] нами были сформулированы подходы к описанию процесса термализации одетых состояний, учитывающие принципиальный характер процессов спонтанных переходов на формирование термодинамического равновесия.

Важно заметить, что в экспериментальных условиях, описанных в [18], среда являлась тонкой и время жизни фотоноподобных поляритонов мало по сравнению со временем термализации связанных атомно-оптических состояний. Возможным решением данной проблемы представляется использование волноводных или резонаторных структур для рассматриваемых атомно-оптических взаимодействий и обеспечивающих пленение и удержание (trapping) как фотонов, так и поляритонов в течение времени, определяемого добротностью резонатора, ср. с [20, 21]. Физически такие волноводные микрорезонаторы могут быть выполнены на основе скручивания тонких (толщиной в несколько нанометров) полупроводниковых или металлических мембран [22].

В данной работе, во-первых, нами исследуются термодинамические свойства связанных (одетых) атомно-оптических состояний в условиях ОС. С этой целью в разделе 2 проанализировано поведение компонент излучательного триплета флуоресценции двухуровневых атомов при достижении системой термодинамического равновесия. В разделе 3 в рамках термодинамического подхода обосновывается возможность осуществления в подобной системе фазового перехода второго рода в упорядоченное (сверхизлучательное) состояние. Далее, в разделе 4 обсуждается возможность наблюдения рассматриваемых фазовых переходов для фотоноподобных поляритонов в микроволноводе цилиндрической формы. В заключении обобщены результаты работы.

2. Термализация связанных атомно-оптических состояний в условиях ОС

Под ОС для атомов рубидия (Rb) будем понимать элементарный процесс,

$$\mathrm{Rb}(a) + B + \hbar\omega_L \leftrightarrows \mathrm{Rb}(b) + B,$$

в результате которого происходит поглощение (или излучение) кванта электромагнитного поля при одновременном возбуждении атома рубидия, сопровождающимся изменением кинетической энергии сталкивающихся частиц; здесь через B обозначена частица буферного газа, ω_L — частота лазерного излучения. При этом сам атом рубидия полагаем двухуровневым с верхним «b» и нижним «a» уровнями и энергетическим зазором $\hbar\omega_{at}$ между ними. Подобное приближение, позволяющее пренебречь тонкой структурой $5S - 5P$ перехода, обусловлено тем, что при максимально достижимой в рамках эксперимента мощности лазерного излучения столкновительно уширенные линии становятся существенно несимметричными и настолько широкими, что могут быть описаны одним контуром, см. [20].

Интенсивность процессов ОС характеризуется скоростью столкновений с частицами буферного газа (столкновительным уширением) γ, играющим ключевую роль в процессе термализации. В общем случае параметр γ характеризуется плотностью буферных атомов, квазимолекулярным потенциалом компаунд-системы и зависит от величины атомно-оптической отстройки $\delta = \omega_L - \omega_{at}$ (см. [15, 16]). Важную роль также играет параметр η — средний фазовый сдвиг, приобретаемый атомом в результате последовательности столкновений.

Как это показано в [11], процесс ОС может быть корректно описан на основе уравнения для матрицы плотности компаунд-системы. При этом элементы матрицы плотности берутся в базисе одетых состояний, определяемых как

$$|1(N)\rangle = \sin\theta|a, N+1\rangle + \cos\theta|b, N\rangle, \tag{1а}$$

$$|2(N)\rangle = \cos\theta|a, N+1\rangle - \sin\theta|b, N\rangle, \tag{1б}$$

где N — среднее число фотонов, $|a, N+1\rangle$ и $|b, N\rangle$ представляют собой собственные состояния системы без учета атомно-оптического взаимодействия, т.е. в пределе малой интенсивности лазерного излучения. В (1) угол $\theta \equiv \theta(\delta)$ задается выражением $\mathrm{tg} 2\theta = -\frac{\Omega_0}{\delta}$, $0 \leqslant 2\theta < \pi$; Ω_0 — резонансная частота Раби. В общем случае параметры $\sin\theta$ и $\cos\theta$ могут быть в явном виде выражены через параметры атомно-оптической системы следующим образом:

$$\sin\theta = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{1+\frac{\delta}{\Omega_R}}, \quad \cos\theta = \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{1-\frac{\delta}{\Omega_R}}, \tag{2а, б}$$

где $\Omega_R = \sqrt{\delta^2 + \Omega_0^2}$ — частота расщепления Раби, определяющая «расстояние» между уровнями энергии одетых состояний при заданном значении отстройки δ.

Отличительной особенностью рассматриваемого подхода является тот факт, что акты ОС с частицами буферного газа вызывают переходы между уровнями одетых состояний, см. рис. 1. При этом состояние $|1(N)\rangle$ оказывается всегда энергетически выше состояния $|2(N)\rangle$. Важным моментом здесь является также влияние процессов спонтанной эмиссии, которые характеризуются полушириной линии естественного уширения Γ. В базисе одетых состояний спонтанное излучение вызывает переходы между парами состояний, соответствующих разным средним числам фотонов N — волнистые стрелки на рис. 1.

Такой подход позволяет наглядно объяснить структуру излучательного триплета, состоящего из центральной компоненты на частоте ω_L (компонента I_0 и соответствующие ей переходы $\Gamma_{1\to1}$ и $\Gamma_{2\to2}$) и двух боковых компонент с частотами $\omega_L \pm \Omega_R$ (компоненты I_{11} и I_{22}), см. рис. 1. В частности, можно показать (см. [18]), что интенсивности излучательного триплета флуоресценции в процессе термализации атомно-оптических состояний определяются выражениями

$$I_{11} \equiv I(\omega_L + \Omega_R) = \sigma_{11}\Gamma_{1\to2} = \Gamma\cos^4\theta \frac{0.5\gamma\sin^2(2\theta)\left[1 - \mathrm{th}\left(\varepsilon_\Omega/2\right)\right] + \Gamma\sin^4\theta}{\gamma\sin^2(2\theta) + \Gamma\left(\sin^4\theta + \cos^4\theta\right)}, \tag{3а}$$

$$I_{22} \equiv I(\omega_L - \Omega_R) = \sigma_{22}\Gamma_{2\to1} = \Gamma\sin^4\theta \frac{0.5\gamma\sin^2(2\theta)\ \left[1 + \mathrm{th}\left(\varepsilon_\Omega/2\right)\right] + \Gamma\cos^4\theta}{\gamma\sin^2(2\theta) + \Gamma\left(\sin^4\theta + \cos^4\theta\right)}, \tag{3б}$$

$$I_0 \equiv I(\omega_L) = \Gamma\sin^2\theta\cos^2\theta, \tag{3в}$$

где введено обозначение $\varepsilon_\Omega \equiv \hbar\Omega_R / k_B T$. В (3) величины σ_{11} и σ_{22} являются элементами матрицы плотности σ в представлении одетых состояний (1), просуммированные по всем

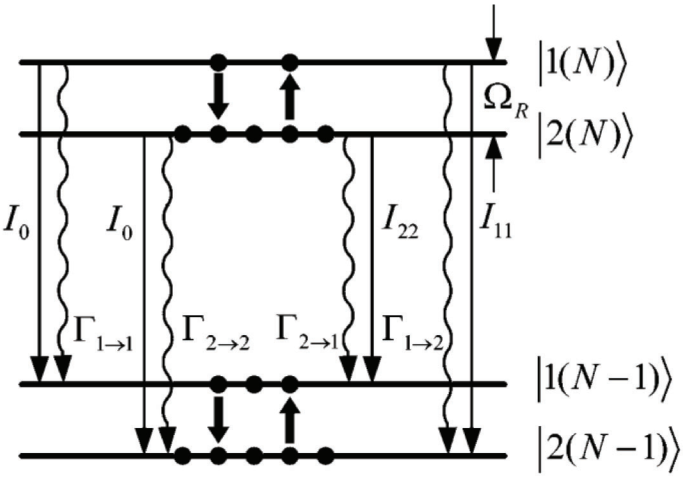

Рис. 1. Схема переходов между уровнями одетых состояний, обусловленных столкновительными (толстые прямые стрелки) и спонтанными (волнистые стрелки) процессами. Интенсивности линий излучательного триплета I_0, I_{11} и I_{22} обозначены тонкими прямыми стрелками. Через $\Gamma_{i\to j}$ $(i,\ j = 1,\ 2)$ обозначены скорости переходов между соответствующими уровнями одетых состояний, принадлежащими состояниям с разным средним числом фотонов N

значениям числа фотонов N, т.е. $\sigma_{ij} = \sum_N \langle i(N)|\sigma|j(N)\rangle$, $i,j = 1,2$, и описывают населенности уровней одетых состояний $|1(N)\rangle$ и $|2(N)\rangle$ соответственно. В условиях термализации связанных состояний, обусловленной частыми переходами между ними в результате ОС, величина $\mathrm{th}\,(-\varepsilon_\Omega/2)$ будет представлять термодинамически равновесную разность населенностей уровней одетых состояний $\sigma_{11} - \sigma_{22}$, ср. с [18]. В результате это приводит к асимметрии линии флуоресценции, которая и наблюдается в эксперименте, см., например, [17, 18].

На рис. 2 представлена расчетная зависимость суммарной интенсивности $I = I_{11} + I_{22} + I_0$ излучения (поглощения) — величины, пропорциональной населенности верхнего атомного уровня $\sigma_{bb} = \langle b, N|\sigma|b, N\rangle$, как функции от атомно-оптической отстройки δ. При околорезонансном ($\hbar\,|\delta| \ll \Omega_0$, k_BT, и $\delta < 0$) атомно-оптическом взаимодействии получаем хорошо известный из теории ОС результат: $I_{11} \approx 2I_0\gamma/\Gamma \gg I_0$ — и переходы между одетыми состояниями стремятся выровнять их населенности, ср. с [11].

Однако далее нас будут интересовать только «крылья» зависимостей на рис. 2, соответствующие так называемому пертурбативному пределу $\Omega_0 \ll |\delta|$. Используя (1)—(3), для I получаем

$$I = \sigma_{bb}\Gamma \simeq \frac{\Gamma\gamma\Omega_0^2}{2\,(\gamma\Omega_0^2 + \Gamma\delta^2)}\,[1 + \mathrm{sgn}(\varepsilon)\,\mathrm{th}\,|\varepsilon|]\,, \tag{4}$$

где $\varepsilon \equiv \hbar\delta\,/k_BT$ — нормированная отстройка.

Проанализируем выражение (4) в пределе термализации атомно-оптических состояний — см. [18], когда имеет место неравенство

$$\Gamma/\gamma \ll \Omega_0^2/\delta^2 \ll 1. \tag{5}$$

Рассмотрим случай большой по величине и *отрицательной* атомно-оптической отстройки δ, когда $\sin^2(\theta) \approx 0$, $\cos^2(\theta) \approx 1$ (см. (2)), так что нижнему одетому состоянию $|2(N)\rangle$ соответствует основное атомное состояние $|a, N+1\rangle$ и $|1(N)\rangle \sim |b, N\rangle$ (см. левую

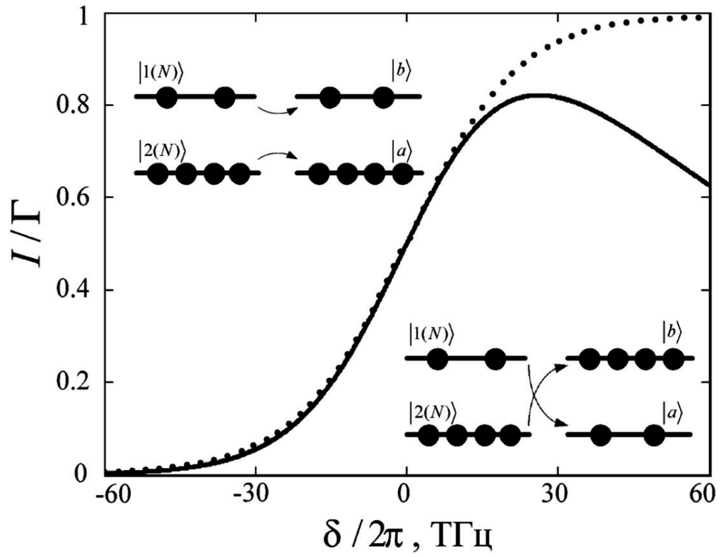

Рис. 2. Нормированная интенсивность лазерного излучения I и населенности верхнего уровня σ_{bb} для атомов рубидия как функция от атомно-оптической отстройки $\delta/2\pi$ при значениях резонансной частоты Раби $\Omega_0/2\pi = 0.1$ ТГц (сплошная кривая) и при $\Omega_0/2\pi = 1$ ТГц (пунктирная кривая) в атмосфере аргона при давлении 500 бар и температуре $T = 530$ К. При этом столкновительное уширение $\gamma/2\pi = 3.6$ ТГц, полуширина фазового сдвига $\eta/2\pi = -3$ ТГц, полуширина линии естественного уширения $\Gamma \simeq 37$ МГц. На вкладках показаны населенности одетых (слева), а также истинных (справа) атомных состояний в пертурбативном пределе

вкладку на рис. 2). В этом предельном случае интенсивность флуоресценции I может быть аппроксимирована функцией распределения Ферми—Дирака

$$I \simeq \frac{\Gamma}{1 + e^{-\varepsilon}}. \tag{6}$$

При этом имеет место значительное увеличение компоненты интенсивности $I_{11}^{(therm)} \approx \Gamma e^{-\varepsilon} \gg I_{11}$ в сравнении с неравновесным случаем, когда выражение (5) не справедливо. В то же время интенсивности двух других компонент: I_{22} и I_0 остаются без изменения и равны $I_{22} \approx \Gamma\Omega_0^4/16\delta^4$, $I_0 = \Gamma\Omega_0^2/4\delta^2$ соответственно, см. (3).

Теперь обратимся к случаю больших *положительных* отстроек δ. В этом пределе $\sin^2(\theta) \approx 1$, $\cos^2(\theta) \approx 0$, т.е. термодинамически выгодному состоянию $|2(N)\rangle$ соответствует *возбужденное* атомное состояние $|b, N\rangle$, и в двухуровневой атомной среде наступает инверсия населенностей — см. вкладку справа на рис. 2 и ср. с [19]. Можно показать, что выражение (6) для интенсивности флуоресценции I справедливо и в этом случае. Причем, для интенсивностей компонент из (3а, б) имеем

$$I_{11}^{(therm)} \approx \frac{\Gamma\Omega_0^4}{16\delta^4} e^{-|\varepsilon|}, \quad I_{22}^{(therm)} \approx \Gamma. \tag{7а,б}$$

Тогда как при нарушении условия (5), в неравновесном случае, имеем $I_{11} \approx \dfrac{\Gamma\Omega_0^4}{16\delta^4}$ и $I_{22} \approx \dfrac{\gamma\Omega_0^2}{\delta^2}$. Таким образом, наступление термодинамического равновесия в случае положительных отстроек характеризуется существенным ростом I_{22} компоненты и одновременным уменьшением интенсивности I_{11}. Этот феномен также может быть использован для экспериментального подтверждения наличия термализации связанных атомно-оптических состояний.

Следует, однако, иметь в виду, что при $\delta > 0$ связанная атомно-оптическая система является термодинамически не стабильной. Действительно, при достаточно больших δ (дальнее «синее» крыло на рис. 2), таких что

$$\hbar\,|\delta| \gg k_B T, \tag{8}$$

всегда наступает состояние, когда система полностью выходит их равновесия за счет спонтанных переходов в основное атомное состояние. Фактически, только в пределе (8), когда одновременно $\Omega_0,\ \delta \to \infty$, но при выполнении условия (5), атомно-оптическую систему можно полагать полностью термализованной, что, разумеется, не осуществимо на практике. Физически, данный предельный случай, а также условие (8), могут быть рассмотрены как предел низких температур, являющийся стандартным в теории фазовых переходов, см., например, [23].

3. Высокотемпературный «сверхизлучательный» фазовый переход

В данном разделе мы покажем, что полная термализация одетых атомно-оптических состояний (см. (6)) в результате ОС непосредственно приводит к возможности осуществления в системе фазового перехода, известного в квантовой оптике как сверхизлучательный, см. [24–26].

Для дальнейшего изложения необходимо задать общую плотность атомно-оптических возбуждений (поляритонов) ρ, определяемую как

$$\rho \equiv \lambda^2 + \sigma_{bb} = \lambda^2 + \frac{1}{1+e^{-\varepsilon}}. \tag{9}$$

Далее мы полагаем эту величину постоянной в условиях термодинамического равновесия. В выражении (9) $\lambda \equiv \sqrt{\langle f^\dagger f\rangle / N_{at}}$ — нормированная на количество атомов амплитуда электромагнитного поля, f $(f^\dagger)$ — оператор уничтожения (рождения) фотона, поглощенного (или испущенного) атомом в результате ОС; N_{at} — среднее число атомов.

Термодинамические свойства связанной атомно-оптической системы зависят от вклада фотонной и атомной частей в выражение (9). В этой связи обычно рассматривают так называемый предел малой плотности $\rho \ll 0.5$, подразумевающий, что

$$\lambda^2 \ll 1, \quad \sigma_{bb} \ll \sigma_{aa} \simeq 1. \tag{10а,б}$$

Неравенство (10б) справедливо при отрицательных значениях отстройки $\delta < 0$, в пределе «низких температур» (8).

Рассмотрим (9) как уравнение относительно параметра порядка λ в условиях термодинамического равновесия с фиксированным значением ρ. Полагая в (9) $\lambda = 0$, для критического значения ε_c параметра ε, определяющего границу между нормальным ($\lambda = 0$) и «сверхизлучательным» ($\lambda \neq 0$) состояниями, можно получить

$$\varepsilon_c = -\ln[(1-\rho)/\rho]. \tag{11}$$

Далее, при помощи выражений (9)–(11) найдем зависимость параметра порядка $\lambda(\varepsilon)$ от атомно-оптической отстройки δ (или температуры T):

$$\lambda(\varepsilon) = \lambda_\infty \left[1 - \frac{1}{\rho\left[1 + (1/\rho - 1)^{\varepsilon/\varepsilon_c}\right]}\right]^{1/2}, \tag{12}$$

где $\lambda_\infty \equiv \sqrt{\rho}$ — значение параметра порядка в пределе «низких температур» (8).

С другой стороны, уравнение на параметр порядка λ в условиях термодинамического равновесия может быть получено более строго на основе методов статистической физики, см., напр., [23–27]. В этой связи рассмотрим гамильтониан Дике, описывающий взаимодействие одномодового оптического поля с ансамблем двухуровневых атомов

$$H = \hbar\omega_L f^\dagger f + \frac{\hbar\omega_{at}}{2}\sum_{j=1}^{N_{at}} S_{z,j} + \frac{\hbar\kappa}{\sqrt{N_{at}}}\sum_{j=1}^{N_{at}}\left(S_{-,j}^\dagger f + f^\dagger S_{-,j}\right), \tag{13}$$

где $S_{-,j}$ — оператор атомного перехода (поляризации) *j*-го атома, $S_{z,j}$ — оператор разности населенностей атомных состояний; κ представляет собой коллективный параметр атомно-оптической связи. В частности, для значения резонансной частоты Раби $\Omega_0/2\pi = 0.1$ ТГц величина $\kappa/2\pi \approx 0.624$ ТГц, что значительно больше величины неоднородного (доплеровского) уширения. Это говорит о выполнении условия сильной связи, играющего важную роль в теории фазовых переходов с участием поляритонов (см. [5–9]).

Рассмотрим большой канонический ансамбль с химическим потенциалом μ, отличным от нуля. Вычисляя статистическую сумму в приближении среднего поля, можно получить уравнение типа Бардина—Купера—Шрифера (БКШ) на параметр порядка λ

$$\tilde{\omega}_L Z = \kappa^2 \,\mathrm{th}\left(\hbar Z/2k_B T\right), \tag{14}$$

где введены обозначения: $Z \equiv (\tilde{\omega}_{at}^2 + 4\kappa^2\lambda^2)^{1/2}$, $\tilde{\omega}_L \equiv \omega_L - \mu$, $\tilde{\omega}_{at} \equiv \omega_{at} - \mu$. Принципиальным отличием (14) от известного уравнения, описывающего «сверхизлучательный» фазовый переход в квантовой оптике (см. [24–27]), является зависимость от химического потенциала атомно-оптической системы. В этом отношении рассматриваемый фазовый переход при определенных условиях может быть также связан с поведением поляритонов, формирующихся в среде — см. ниже.

Для определения химического потенциала μ необходимо воспользоваться плотностью возбуждений ρ для замкнутой атомно-оптической системы, которая также может быть определена как нормированное общее число поляритонов в атомной среде, ср. с [20]. В термодинамическом пределе имеем:

$$\rho = \lambda^2 + 0.5\left[1 - \tilde{\omega}_{at}\,\mathrm{th}\left(\hbar Z/2k_B T\right)/Z\right]. \tag{15}$$

Решая совместно (14) и (15), для химического потенциала получим

$$\mu_{1,2} = 0.5\left[\omega_{at} + \omega_L \pm \Omega_{R,\mathrm{eff}}\right], \tag{16}$$

где $\Omega_{R,eff} = \sqrt{\delta^2 - 8\kappa^2(\rho - \lambda^2 - 0.5)}$ определяет эффективную частоту расщепления Раби. При малой плотности возбуждений ρ химический потенциал (16) определяет частоты верхней (μ_1) и нижней (μ_2) поляритонных ветвей в нормальном состоянии ($\lambda = 0$). Подставляя (16) в (12), получаем

$$\tilde{\omega}_{L1,2}\left(\tilde{\omega}_{at1,2}^2 + 4\kappa^2\lambda^2\right)^{1/2} = \kappa^2 th\left(\frac{\hbar}{2k_B T}\left(\tilde{\omega}_{at1,2}^2 + 4\kappa^2\lambda^2\right)^{1/2}\right), \tag{17}$$

где $\tilde{\omega}_{L1,2} = \frac{1}{2}\left[\delta \mp \Omega_{R,\text{eff}}\right]$, $\tilde{\omega}_{at1,2} = \frac{1}{2}\left[-\delta \mp \Omega_{R,\text{eff}}\right]$. Выражение (17) представляет собой уравнение на параметр порядка для верхней (индекс «1») и нижней (индекс «2») поляритонных ветвей.

Критическая температура фазового перехода (при фиксированном значении отстройки) может быть определена из выражения (17) для случая $\lambda = 0$

$$T_{c\,1,2} = \frac{\hbar\left|\tilde{\omega}_{at1,2}\right|}{2k_B \text{Arth}\left[\pm\left(2\rho-1\right)\right]}. \tag{18}$$

Для очень больших и отрицательных значений атомно-оптической отстройки, таких, что $|\delta| \gg \kappa$, критическая температура T_c задается выражением

$$T_c = \frac{\hbar\delta}{2k_B \text{Arth}(2\rho-1)}. \tag{19}$$

Выражение (19) напрямую следует из (9) при $\lambda = 0$. Оно хорошо согласуются с существующими теориями фазовых переходов второго рода типа БКШ для поляритонных систем в полупроводниковых структурах, ср. с [28]. В частности, (19) определяет критическое значение параметра ε_C для фиксированного значения температуры T

$$\varepsilon_c = -\ln\left(\frac{1-\rho}{\rho}\right) - \frac{2\hbar^2\kappa^2\left(\rho - 1/2\right)}{k_B^2 T^2 \ln\left((1-\rho)/\rho\right)}. \tag{20}$$

Выражение (20) полностью согласуется с (11) (в пренебрежении малым по величине последним слагаемым) и задает фазовую границу между «сверхизлучательным» (когерентным) и нормальным состоянием, определяемым при $\lambda = 0$ и фиксированной температуре T атомного ансамбля.

На рис. 3 показано поведение параметра порядка при фазовом переходе в рассматриваемой системе. С экспериментальной точки зрения значительно проще варьировать атомно-оптическую отстройку, чем температуру. Сплошная линия построена для плотности $\rho = 0.27$, соответствующей достижимой в эксперименте [17, 18] отстройке $\delta/2\pi = -11$ ТГц. Пунктирная кривая построена в пределе возбуждений малой плотности. В этом случае выражение для параметра порядка (12) упрощается и принимает привычный вид

$$\lambda(\varepsilon) \simeq \lambda_\infty \left[1 - (\rho)^{\varepsilon/\varepsilon_c - 1}\right]^{1/2}.$$

Для положительных отстроек ($\delta > 0$) вопрос о рассматриваемом нами фазовом переходе требует отдельного обсуждения. Как было отмечено выше, при конечных значениях Ω_0 увеличение атомно-оптической отстройки δ выводит систему из термодинамического равновесия, если даже изначально оно было достигнуто, см. рис. 2. В этом смысле выполнение условия (5) позволяет создать инверсию населенностей в двухуровневой среде и осуществить неравновесный (или квазиравновесный) фазовый переход к лазерной генерации (см. [19]).

4. Поляритоны в микроволноводе

Рассмотрим поляритонную модель для нашей задачи условия ее применимости. Формально, гамильтониан атомно-оптической системы (13) может быть диагонализирован с помощью операторов уничтожения поляритонов $\Phi_{1,2}$, которые могут быть введены следующим образом:

$$\Phi_{1,2} = \vartheta_{2,1}\frac{1}{\sqrt{N}}S_- \pm \vartheta_{1,2} f, \tag{21а,б}$$

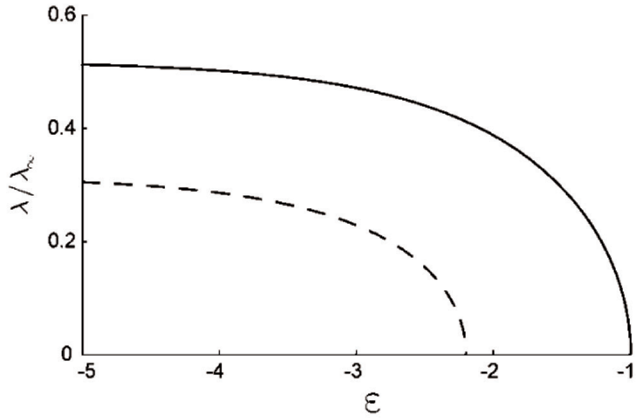

Рис. 3. Зависимость параметра порядка λ от нормированной атомно-оптической отстройки (параметр ε) при температуре атомного газа $T = 530$ К. Значение $\rho = 0,27$ (сплошная кривая) соответствует условиям эксперимента (см. [18]), $\rho = 0,1$ (штриховая кривая) определяет поведение атомно-оптической системы в пределе малой плотности (10)

где $\vartheta_{1,2}^2 = \frac{1}{2}\left(1 \pm \frac{\delta}{\sqrt{\delta^2 + 4\kappa^2}}\right)$ — коэффициенты Хопфилда, $S_- = \sum_{j=1}^{N_{at}} S_{-,j}$ - коллективный оператор атомной поляризации. Операторы уничтожения $\Phi_{1,2}$ соответствуют поляритонам верхней (Φ_1) и нижней (Φ_2) ветвей, соответственно. В пределе возбуждений малой плотности (10) поляритоны могут быть рассмотрены как бозонные частицы, когда выполняются соотношения $\left[\Phi_1, \Phi_1^\dagger\right] = \left[\Phi_2, \Phi_2^\dagger\right] = 1$. В условиях больших по величине ($|\delta| \gg \kappa$) и отрицательных отстроек δ поляритоны НДВ становятся фотоноподобными, т.е. $\Phi_2 \simeq -f$. В этом смысле рассматриваемый выше фазовый переход можно связать с когерентными (сверхтекучими) свойствами таких поляритонов при учете их слабого взаимодействия.

Однако имеющиеся эксперименты [17, 18] по термализации атомно-оптических состояний были выполнены в однопроходном режиме, длина хода луча в области высокой интенсивности лазерного поля составляла всего порядка 70 мкм, что физически означало, что среда являлась тонкой и время жизни рассматриваемых поляритонов, было мало по сравнению со временем термализации связанных атомно-оптических состояний.

В этой связи важным шагом в направлении исследования поляритонов в присутствии ОС, является использование специальных микротрубок (ср. с [21, 22]), которые при определенных условиях могут служить для увеличения времени атомно-оптического взаимодействия и, тем самым, существенного увеличения их времени жизни.

На рис. 4 приведен полый металлический цилиндрический волновод, использование которого предполагает погружение в камеру со смесью паров рубидия и буферного газа, параметры которых удовлетворяют условиям эксперимента [21]. Система связанных атомно-оптических состояний, формирующихся внутри волновода, находится, таким образом, в состоянии термодинамического равновесия при высоком давлении. Эффективность процесса термализации может быть увеличена, в первую очередь, благодаря пленению фотонов и сопутствующему увеличению параметра атомно-оптической связи.

Структура электромагнитного поля внутри идеального (без потерь) волновода известна. Она может быть найдена на основе решений уравнения Гельмгольца для скалярного потенциала поля — см., например, [29]. В результате, проекция волнового вектора на плоскость, перпендикулярную z-оси, $k_{\perp,mp} = g_{mp}/R$ квантуется; g_{mp} представляет собой p-ый

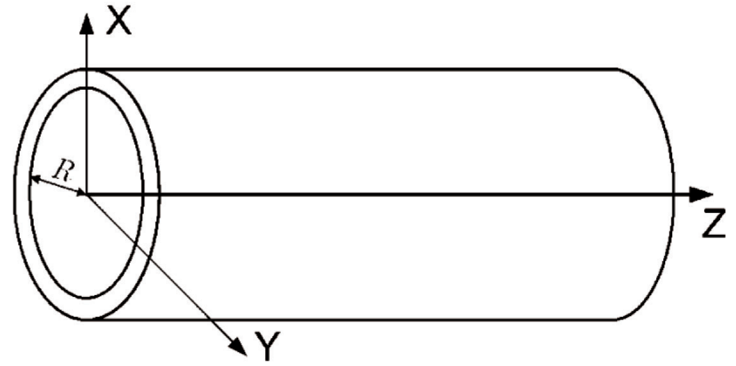

Рис. 4. Волновод для удержания фотонов (и поляритонов), R — радиус волновода

корень уравнения $J_m(k_\perp R) = 0$ ($J_m(x)$ — функция Бесселя первого рода m-го порядка), R — радиус волновода, m и p — целые числа, характеризующие азимутальное и поперечное распределение поля. В то же время вдоль оси z имеется континуум волновых чисел k_z. Физически это означает, что мы можем представить дисперсионное соотношение для фотонного поля в волноводе в следующем виде:

$$\omega_L \simeq ck_{\perp,mp} + \frac{\hbar k_z^2}{2m_{ph}}, \tag{22}$$

где нами была введена масса фотона $m_{ph} = \hbar k_{\perp,mp}/c$. Таким образом, в цилиндрическом волноводе пространственные степени свободы вдоль осей x и y оказываются «подавленными», и фотон удерживается в плоскости, перпендикулярной оси z. В то же время, выражение (22) подразумевает наличие отличной от нуля массы поляритона внутри волновода. Так, например, масса поляритона нижней поляритонной ветви m_{pol} порядка $2.6 \cdot 10^{-36}$ кг. Это говорит о возможности осуществления высокотемпературного фазового перехода в данной системе.

Важным свойством электромагнитного поля волновода является наличие у него *частоты отсечки*, т.е. такой частоты, при которой константа распространения волны становится равной нулю. В нашем случае частота отсечки определяется следующим образом $k_{mp}^{(c)} = g_{mp}/R$. С точки зрения эксперимента наиболее предпочтительным является использование фундаментальной TM_{01}-моды, которой соответствует квантовые числа $m = 0$ и $p = 1$ ($g_{01} = 2.4048$). В этом случае для соблюдения одномодового режима взаимодействия необходимо выполнение следующего неравенства $\mu_{1,2}, \omega_L > ck_{01}^{(c)}$, накладываемого на характерные частоты атомно-оптического взаимодействия. Это условие можно выразить через радиус R волновода как $c\dfrac{g_{01}}{\omega_{at} - |\delta|} < R < c\dfrac{g_{11}}{\omega_{at} + |\delta|}$, где $g_{11} \simeq 3.8317$. Выполнение последнего неравенства подразумевает, что с атомным ансамблем внутри волновода данного радиуса R эффективно взаимодействует единственная мода при больших значениях отстройки δ. Стоит отметить, что из приведенных выше условий следует, что диаметр волновода должен быть порядка длины волны излучения $\lambda_{Rb} \simeq 785$ нм, соответствующей «центру тяжести» дублета D-линии атома Rb, ср. [21].

5. Заключение

В работе обсуждается проблема осуществления высокотемпературного квазиравновесного фазового перехода в ансамбле двухуровневых атомов, взаимодействующих с оптическим полем в условиях ОС. Показано, что такой переход обусловлен термализацией связанных атомно-оптических состояний в результате частых оптических столкновений с частицами буферного газа. Подобная термализация физически достижима при больших отрицательных значениях атомно-оптической отстройки. В рамках термодинамического подхода в приближении среднего поля получено уравнение на параметр порядка λ — нормированное среднее число поляритонов. Обосновано, что термализация связанных атомно-оптических состояний приводит к фотонному фазовому переходу в некоторое «сверхизлучательное» (когерентное) состояние, характеризующееся установлением определенной упорядоченности (равновесной) в двухуровневой атомной системе.

Нетривиальное решение уравнения (17) при $\lambda \neq 0$ показывает, что атомная среда в этом случае характеризуется макроскопической стационарной поляризацией, пропорциональной величине параметра порядка λ. Свойства равновесной связанной атомно-оптической системы позволяют сделать вывод о критических явлениях для фотоноподобных поляритонов НДВ в пределе малой плотности (10), формирующихся в среде. Для этих целей мы предлагаем использовать особые металлические волноводы, позволяющие увеличить параметр атомно-оптической связи и время жизни поляритона. Фактически, описываемый переход так же может быть интерпретирован, как переход к «сверхтекучему» (когерентному) состоянию поляритонов, представляющих собой суперпозицию квантового оптического поля и макроскопической поляризации атомной среды. В присутствии фазового перехода атомная поляризация осциллирует во времени с частотой, равной химическому потенциалу $\mu_2 \approx \omega_{at} - |\delta|$ для поляритонов НДВ. Это свойство рассматриваемой системы может быть использовано для экспериментального обнаружения предсказанного фазового перехода.

Стоит отметить, что рассматриваемая нами система может быть также задействована для решения известной задачи — получения термодинамически равновесной бозе—эйнштейновской конденсации атомных поляритонов. Для этого фотоноподобные поляритоны должны быть помещены в специальную ловушку. Для получения требуемого потенциала ловушки можно использовать, например, биконический волновод, у которого радиус R слабо меняется вдоль координаты z. Аналогичный диэлектрический волновод, представляющий собой конусообразное оптическое волокно, был недавно предложен для увеличения силы атомно-оптического взаимодействия (см. [30]). В нашем случае подобный волновод может быть использован для создания подходящего удерживающего потенциала для фотонов (поляритонов) вдоль оси z. Важно так же то, что при этом время жизни фотоноподобных поляритонов определяется добротностью резонатор Q и может быть достаточно велико. Эти вопросы будут являться предметом дальнейшего теоретического и экспериментального исследования в последующих публикациях.

Работа поддержана грантами РФФИ № 10–02–13300, 11–02–97513 и 12–02–90419, а также программами Министерства образования и науки РФ № 2.4053.2011, № 8.3303.2011 и НШ–3008.2012.2.

Авторы благодарны профессору Т. А. Вартаняну за полезные обсуждения.

Литература

[1] Питаевский Л.П. Конденсаты Бозе—Эйнштейна в поле лазерного излучения // УФН. — 2006. — Т. 176, № 4. — С. 345-364.

[2] Greiner M., Mandel O., Esslinger T., Hänsch T. W. and Bloch I. Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms // Nature. — 2002. — V. 415. — P. 39–52.

[3] Hopfield J. J. Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals // Phys. Rev. — 1958. — V. 112, No. 5. — P. 1555–1567.

[4] Агранович В.М. Дисперсия электромагнитных волн в кристаллах // ЖЭТФ. — 1959. — Т. 37, № 2. — С. 430–441.

[5] Deng H., Weihs G., Santori C., Bloch J., Yamamoto Y. Condensation of Semiconductor Microcavity Exciton Polaritons // Science. — 2002. — V. 298, No. 1. — P. 199–202.
[6] Deng H., Press D., Gцtzinger S., Solomon G. S. Quantum Degenerate Exciton-Polaritons in Thermal Equilibrium // Phys. Rev. Lett. — 2006. — V. 97. — P. 146402.
[7] Kasprzak J., Richard M., Kundermann S. et al. Bose–Einstein condensation of exciton polaritons // Nature. — 2006. — V. 43. — P. 409–414.
[8] Utsunomiya S., Tian L., Roumpos G. et al. Observation of Bogoliubov excitations in exciton–polariton condensates // Nature Phys. — 2008. — V. 4. — P. 700–705.
[9] Amo A., Sanvitto D., Laussy F. P. et al. Collective fluid dynamics of a polariton condensate in a semiconductor microcavity // Nature. — 2009. — V. 457. — P. 291–295.
[10] Snoke D., Kavokin A. Are we there yet? Progress in condensation of quasiparticles // Solid Communications. — 2007. — V. 144. — P. 357–358.
[11] Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Grynberg G. Atom—Photon Interactions: Basic Processes and Applications. Wiley: New York, 2004. — 656 p.
[12] Hedges R. E. M., Drummond D. L. and Gallagher A. Extreme-Wing Line Broadening and Cs-Inert-Gas Potentials // Phys. Rev. A. — 1972. — V. 6, No. 4. — P. 1519–1544.
[13] Allard N., Kielkopf J. The effect of neutral nonresonant collisions on atomic spectral lines // Rev. Mod. Phys. — 1982. — V. 54, No. 4. — P. 1103–1182.
[14] Royer A. Shift, width, and asymmetry of pressure-broadened spectral lines at intermediate densities // Phys. Rev. A. — 1980. — V. 22, No. 4. — P. 1625.
[15] Лисица В. С. Яковленко С. И. Оптические и радиационные столкновения // ЖЭТФ. — 1974. — Т. 66, № 5. — С. 1550–1559.
[16] Яковленко С.И. Поглощение мощного резонансного излучения при столкновительном уширении линий // УФН. — 1982. — Т. 136, № 4. — С. 594–620.
[17] Vogl U., Weitz M. Spectroscopy of atomic rubidium at 500-bar buffer gas pressure: Approaching the thermal equilibrium of dressed atom-light states // Phys. Rev. A. — 2008. — V. 78, No. 1. — P. 011401(R).
[18] 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. — V. 81. — P. 053843.
[19] Марков Р.В., Пархоменко А.И., Плеханов А.И., Шалагин А.М. Генерация на резонансном переходе атомов натрия при нерезонансном оптическом возбуждении // ЖЭТФ. — 2009. — Т. 136, № 2. — С. 211–223.
[20] Alodjants A. P., Chestnov I. Yu., Arakelian S. M. High-temperature phase transition in the coupled atom-light system in the presence of optical collisions // Phys. Rev. A. — 2011. — V. 83. — P. 053802.
[21] Vogl U., Sass A., Vewinger F., Solovev A., Mei Y., Schmidt O. G. Light confinement by a cylindrical metallic waveguide in a dense buffer-gas environment // Phys. Rev. A. — 2011. — V. 83. — P. 053403.
[22] Schmidt O. G., Eberl K. Nanotechnology: Thin solid films roll up into nanotubes // Nature. — 2001. — V. 410, No. 2. — P. 168–169.
[23] Лифшиц Е.М., Питаевский Л. П. Теоретическая физика. Том 9. М.: Наука, 1978. — 448 с.
[24] Hepp K., Lieb E. H. On the superradiant phase transition for molecules in a quantized radiation field: the Dicke maser model // Annals of Physics. — 1973. — V. 76, No. 2. — P. 360–404.
[25] Rzazewski K., Wodkiewicz K., Zakowicz W. Phase Transitions, Two-Level Atoms, and the A2 Term // Phys. Rev. Lett. — 1975. — V. 35, No. 7. — P. 432–434.
[26] Liberti G., Zaffino R. L. Critical properties of two-level atom systems interacting with a radiation field // Phys. Rev. A. — 2004. — V. 70, No. 3. — P. 033808.
[27] Wang Y. K., Hioe F. T. Phase Transition in the Dicke Model of Superradiance // Phys. Rev. A. — 1973. — V. 7, No. 3. — P. 831–83.
[28] Eastham P. R., Littlewood P. B. The thermal equilibrium of a model microcavity Bose condensation of cavity polaritons beyond the linear regime: The thermal equilibrium of a model microcavity // Phys. Rev. B. — 2001. — V. 64, No. 23. — P. 235101.
[29] Harrington R. F. Time-Harmonic Electromagnetic Fields. Wiley: New York, 2001. — 490 p.
[30] Louyer Y., Meschede D. and Rauschenbeutel A. Tunable whispering-gallery-mode resonators for cavity quantum electrodynamics // Phys. Rev. A. — 2005. — V. 72, No. 3. — P. 031801(R).