Письма в ЖЭТФ, том 64, вып.7, стр.473 - 477 © 1996г. 10 октября

АДИАБАТИЧЕСКИЙ РАМАНОВСКИЙ ПОЛЯРИТОН В БОЗЕ-КОНДЕНСАТЕ

И.Е.Мазец[1], *Б.Г.Матисов**

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия

**Санкт-Петербургский государственный университет*
195251 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 20 августа 1996 г.

Рассмотрено рамановское взаимодействие оптических полей с бозе-конденсатом в адиабатическом режиме. Найдена суперпозиция операторов уничтожения атома в метастабильном состоянии и фотона, резонансного переходу из основного состояния в возбужденное, являющаяся адиабатическим инвариантом задачи (рамановский поляритон). Предложены возможные приложения для диагностики бозе-конденсата и создания атомных лазеров.

PACS: 03.75.Fi, 42.50.Ct

Хотя теоретические исследования взаимодействия электромагнитного излучения с практически идеальным бозе-эйнштейновским конденсатом ведутся уже на протяжении ряда лет [1,2], недавно они получили новый стимул в связи с достижением в эксперименте бозе-конденсации разреженных слабо взаимодействующий нейтральных газов – паров щелочных металлов ^{87}Rb [3], ^{7}Li [4], ^{23}Na [5]. Актуальной становится задача оптической квантовой манипуляции такими атомными ансамблями [6], когда атомы, находящиеся на определенном зеемановском подуровне основного состояния, образуют конденсат и затем переносятся впоследствии на другой подуровень или в метастабильное состояние двумя резонансными световыми полями, включенными по рамановской схеме. Известная трудность здесь заключается в том, что распад промежуточного (возбужденного) состояния, через которое идет перенос, в значительной степени ускорен за счет кооперативных эффектов. Поэтому лазерное излучение должно быть отстроено от резонанса на большую (более 1 ГГц) величину, что, при фиксированной интенсивности излучения, снижает эффективность переноса.

Однако в традиционной спектроскопии атомов и молекул разработан метод адиабатического переноса населенностей [7], позволяющий эффективно переносить атомы с одного уровня на другой по рамановской схеме с нулевой расстройкой почти без заселения возбужденного уровня и, как следствие, практически без потерь, вызванных спонтанной релаксацией. Суть адиабатического переноса населенностей заключается в том, что при медленном (по сравнению с частотой Раби) изменении соотношения амплитуд классических полей, возбуждающий два смежных оптических перехода, когерентная суперпозиция двух низкоэнергетических состояний, обращающаяся тождественно в нуль при действии на нее оператора взаимодействия с полем, является адиабатическим инвариантом, что позволяет эффективно переносить населенность

[1] e-mail: mazets@astro.ioffe.rssi.ru

с одного уровня на другой при аномально малом возбуждении верхнего состояния. Особо следует отметить возможность контринтуитивного включения полей, когда первоначально все атомы находятся в первом состоянии, а поле действует только на "пустой" переход между вторым и возбужденным состояниями. Если в дальнейшем медленно включается поле, возбуждающее атомы из первого состояния, то атомы начинают наноситься адиабатически во второе состояние.

Очевидно, что подобный режим может быть реализован и в случае вырожденного бозе-газа. Медленно меняя соотношение амплитуд падающего излучения, каждая из двух мод которого находится в когерентном состоянии, можно перенести атомы из бозе-конденсата в состояние с импульсом $\mathbf{p}=0$ и с определенной проекцией полного углового момента (состояние 1) на другой зеемановский подуровень или метастабильный уровень с импульсом $\mathbf{p}\hbar(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)$, где $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ – волновые векторы резонансных мод (состояние 2). В данном письме мы рассмотрим несколько иную ситуацию, когда адиабатический инвариант составляется не из операторов уничтожения атома в состояниях 1 и 2, а из операторов, относящихся к различным полям – атомному и электромагнитному.

Запишем эффективный гамильтониан взаимодействия атома с электромагнитным полем, учитывая, что населенность возбужденного уровня (состояния 3) в адиабатическом режиме крайне мала. Это позволяет пренебречь взаимодействием с вакуумными модами и удержать только члены, описывающие вынужденные переходы под действием двух мод с ненулевыми средними числами заполнения. Подобное приближение принималось и в [6], но там указанное упрощение было обусловлено большой, превосходящей величину уширения за счет коллективной релаксации, отстройкой. В нашем же случае ограничений на величину отстройки Δ не возникает. Однако необходимым остается выполнение условия двухфотонного резонанса с учетом эффекта отдачи:

$$\omega_1-\omega_{31}-\hbar k_1^2/2M=\omega_2-\omega_{32}-\hbar(k_2^2-2\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)/2M\equiv\Delta, \qquad (1)$$

где ω_{3j} – частота переходов, $\omega_j=k_j/c$ – частоты соответствующих световых мод, M – масса атома. Итак, эффективный гамильтониан записывается в виде [6]

$$\hat{H}=-\hbar\Delta\hat{\phi}_3^+\hat{\phi}_3+\hbar(g_1\hat{a}_1\hat{\phi}_3^+\hat{\phi}_1+g_1^*\hat{a}_1^+\hat{\phi}_1^+\hat{\phi}_3)+\hbar(g_2\hat{a}_2\hat{\phi}_3^+\hat{\phi}_2+g_2^*\hat{a}_2^+\hat{\phi}_2^+\hat{\phi}_3), \qquad (2)$$

где введены операторы $\hat{a}_j^+, \hat{a}_j$ рождения и уничтожения фотона в j-ой моде и аналогичные бозонные операторы $\hat{\phi}_i^+, \hat{\phi}_i$ для атома в i-ом состоянии. Константы связи атома с излучением равны g_j.

Первоначально бозе-конденсат имеется в состоянии 1. Мы предполагаем, что в пространстве чисел заполнения он описывается когерентным состоянием. Поэтому мы заменяем в (2) оператор $\hat{\phi}_1$ на c-число $\sqrt{n_1}e^{i\vartheta}$. Аналогично, поле излучения, приложенное к переходу 2–3, тоже находится в когерентном состоянии, что позволяет нам произвести замену $g_2\hat{a}_2$ на c-число Ω. Без ограничения общности мы считаем как Ω, так и $g=g_1e^{i\vartheta}$ вещественным. Мы предполагаем, что существуют явные зависимости от времени $\Omega(t)$ и $n_1(t)$. Таким образом, мы учитываем как возможность управления интенсивностью подведенного к системе внешнего классического поля, так и конечное время образования бозе-конденсата [3–5].

Запишем теперь уравнения для квантованных полей:

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{\phi}_3 = i\Delta\hat{\phi}_3 - i(\Omega\hat{\phi}_2 + g\sqrt{n_1}\hat{a}_1), \qquad \frac{\partial}{\partial t}\hat{\phi}_2 = -i\Omega\hat{\phi}_3, \qquad \frac{\partial}{\partial t}\hat{a}_1 = -ig\sqrt{n_1}\hat{\phi}_3. \tag{3}$$

Очевидно, что благодаря описанным в предыдущем абзаце упрощениям система уравнений (3) оказывается линейной. Произведем теперь следующее унитарное преобразование, замешивающее электромагнитное и атомное квантованные поля:

$$\hat{s} = \frac{1}{R}(\Omega\hat{\phi}_2 + g\sqrt{n_1}\hat{a}_1), \qquad \hat{r} = \frac{1}{R}(g\sqrt{n_1}\hat{\phi}_2 - \Omega\hat{a}_1), \tag{4}$$

где введена обобщенная частота Раби $R = \sqrt{\Omega^2 + g^2 n_1}$. Интересно отметить, что среднее число атомов конденсата на единицу объема вошло в R аналогично тому, как в частоту Раби, характеризующую одиночный трехуровневый атом в двухмодовом поле излучения, входит число фотонов в моде, возбуждающей переход 1–3 [7,8].

В новых переменных уравнения (3) для светового и атомного квантованных полей имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{\phi}_3 = i\Delta\hat{\phi}_3 - iR\hat{s}, \qquad \frac{\partial}{\partial t}\hat{s} = -iR\hat{\phi}_3 + \frac{g\sqrt{n_1}\frac{\partial}{\partial t}\Omega - \Omega g\frac{\partial}{\partial t}\sqrt{n_1}}{R^2}\hat{r}, \tag{5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{r} = -\frac{g\sqrt{n_1}\frac{\partial}{\partial t}\Omega - \Omega g\frac{\partial}{\partial t}\sqrt{n_1}}{R^2}\hat{s}, \tag{6}$$

формально идентичный системе уравнений для c-числовой волновой функции трехуровневого атома в обычной теории адиабатического переноса [7,8]. При выполнении условия адиабатичности

$$\left|\frac{g\sqrt{n_1}\frac{\partial}{\partial t}\Omega - \Omega g\frac{\partial}{\partial t}\sqrt{n_1}}{R^3}\right| \ll 1 \tag{7}$$

слагаемые, связывающие уравнения для $\hat{s}$ и $\hat{r}$, становятся пренебрежимо малыми, и система (5), (6) расщепляется на две независимые подсистемы:

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{\phi}_3 = i\Delta\hat{\phi}_3 - iR\hat{s}, \qquad \frac{\partial}{\partial t}\hat{s} = -iR\hat{\phi}_3 \tag{8}$$

и

$$\frac{\partial}{\partial t}\hat{r} = 0. \tag{9}$$

Условие (7) заведомо выполняется, если

$$RT \gg 1, \tag{10}$$

где T есть наименьшее характерное время изменения $n_1(t)$ и $\Omega(t)$. Согласно (8), если при $t = 0$ $\hat{\phi}_3 = 0$, $\hat{s} = 0$, то и в дальнейшем эти переменные равны нулю тождественно. В то же время в задаче имеется адиабатический инвариант $\hat{r}(t) = \hat{r}(0)$. В то же время как в обычной теории адиабатического переноса населенностей [7,8] аналогичный инвариант строится из атомных амплитуд вероятности, здесь он представляет собой линейную комбинацию полевых операторов как для атома, так и для излучения. Существенно отличие его от поляритонов, являющихся интегралами движения системы "бозе-конденсат – электромагнитное излучение", исследованных в [1]. Действительно, оператор $\hat{r}(t)$, определяемый уравнением (4), естественным образом возникает в системе с рамановской двухфотонной схемой возбуждения. При этом в линейную комбинацию с оператором уничтожения атома в состоянии 2 входит оператор уничтожения фотона в моде, возбуждающей не переход 2–3, а смежный с ним 1–3. При постоянных во времени Ω и n_1 этот оператор описывает интеграл движения, а при медленном изменении указанных параметров является адиабатическим инвариантом. Поэтому описываемую $\hat{r}(t)$ суперпозицию фотона в первой моде и атома, перенесенного по рамановской схеме из состояния 1 в состояние 2, можно назвать адиабатическим рамановским поляритоном. Отметим, что принципиально важным является наличие бозе-конденсата, то есть макроскопически большой населенности состояния 1, так как величина $g\sqrt{n_1}$ выступает в (4) как аналог частоты Раби.

Проанализируем полученное адиабатическое решение:

$$\hat{\phi}_2(t) = \frac{g\sqrt{n_1(t)}}{R(t)}\hat{r}(0), \quad \hat{a}_1(t) = -\frac{\Omega(t)}{R(t)}\hat{r}(0), \quad \hat{\phi}_3(t) = 0. \tag{11}$$

В первую очередь, следует указать, с какой точностью выполняется последнее равенство. Учет неадиабатических поправок по теории возмущений дает, что $\langle\hat{\phi}_3^+\hat{\phi}_3\rangle/\langle\hat{r}^+(0)\hat{r}(0)\rangle \propto 1/(RT)^2$. Таким образом, не только средняя населенность возбужденного состояния 3, но и полное число квантов, испущенных в результате его релаксации, может быть сделано произвольно малым в силу адиабатического характера изменения параметров системы. Этим обеспечивается корректность сделанного при записи гамильтониана (2) пренебрежения взаимодействием с вакуумными световыми модами. При этом мерой адиабатичности включения поля является выполнение неравенства (10).

Две различные физические ситуации описываются решением (11). Пусть первоначально внешнее электромагнитное поле к системе не приложено и, кроме бозе-конденсата в состоянии 1, имеется некоторое количество атомов в состоянии 2. Разумеется, такое начальное состояние может быть приготовлено лишь методами оптической манипуляции, наподобие рассмотренного в [6]. Тогда при адиабатическом включении когерентного электромагнитного излучения, действующего на переход 2–3, происходит перерассеяние части квантов в первую моду (эта мода является выделенной, так как распад состояния 3 именно по этому каналу многократно усилен за счет коллективных эффектов, вызванных присутствием бозе-конденсата). Наблюдение анизотропии углового распределения рамановски рассеянных квантов при условии, что мода, в которую эти кванты рассеиваются, характеризуется очень малым числом заполнения, стало бы весьма важным инструментом оптической диагностики наличия бозе-конденсата.

Другая ситуация имеет место, если первоначально амплитуды обоих световых полей отличны от нуля, но конденсация атомов еще не произошла. По мере того, как образуется бозе-конденсат в состоянии 1, часть атомов переносится в состояние 2 и, согласно (11),

$$\hat{\phi}_2(t) = -\frac{g\sqrt{n_1(t)}}{R(t)}\hat{a}_1(0). \tag{12}$$

При выводе (12), когда зависимость $n_1(t)$ предполагается заданной, необходимо полагать $\langle\hat{\phi}_2^+\hat{\phi}_2\rangle \ll n_1$, и, следовательно, излучение, возбуждающее переход 1–3, должно быть слабым: $g^2\langle\hat{a}_1^+(0)\hat{a}_1(0)\rangle \ll \Omega^2$. Таким образом, образуется хотя и малая, но макроскопическая заселенность состояния 2. Напомним, что импульс этих частиц в общем случае не равен нулю в лабораторной системе отсчета (это отличие наиболее сильно, если волновые векторы $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ двух мод антипараллельны). Данное обстоятельство делает, на наш взгляд, перспективным использование адиабатических процессов при создании атомного лазера.

---

1. Б.В.Свистунов, Г.В.Шляпников, ЖЭТФ **98**, 129 (1990).
2. J.Javanainen, Phys. Rev. Lett. **72**, 2375 (1994).
3. M.H.Anderson, J.R.Ensher, M.R.Matthews et al., Science **269**, 198 (1995).
4. C.C.Bradley, C.A.Sackett, J.J.Tollett et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
5. K.B.Davis, M.O.Mewes, M.R.Andrews et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
6. H.Zeng, F.Lin, and W.Zhang, Phys. Lett. **A201**, 397 (1995).
7. J.P.Kuklinski, U.Gaubatz, F.T.Hioe et al., Phys. Rev. **A40**, 6741 (1989).
8. T.A.Laine and S.Stenholm. Phys. Rev. **A53**, 2501 (1996).