

# СПИНОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ПАРЫ АТОМОВ, НАВЕДЕННЫЕ СОВМЕСТНЫМИ СПОНТАННЫМИ ФОТОИСПУСКАНИЯМИ

*Л. В. Ильичев\**

*Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 20 мая 2004 г.

Изучается состояние, возникшее после спонтанного распада пары пространственно-разнесенных возбужденных атомов с угловым моментом  $1/2$  в основном и возбужденном состояниях. Селекция возможных сценариев распада по спиральностям фотоиспусканий (даже только первого из них) позволяет обнаружить возникновение корреляций атомов по проекциям их угловых моментов в основном состоянии. Источником корреляций служит квантовая интерференция альтернатив, когда невозможно указать атом, ответственный за данное фотоиспускание. Корреляции при выбранном типе селекции имеют классический характер.

PACS: 03.65.Ud, 42.60.Rn

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к классификации и возможным способам создания коррелированных состояний многочастичных квантовых систем возрос с пониманием важности феномена зацепленности (entanglement) как специфического типа корреляций для задач обработки квантовой информации. Роль межчастичных корреляций в оптике была осознана еще раньше. Они лежат в основе эффекта сверхизлучения Дике [1]. Появление зацепленности между составными частями замкнутой квантовой системы предполагает их взаимодействие. Для открытых квантовых систем ситуация сложнее. Возможно возникновение зацепленности между подсистемами  $A$  и  $B$  в ходе их опосредованного взаимодействия через некоторую третью внешнюю систему (например, общий термостат [2]). В работе [3] на примере пары атомов, помещенных в резонансное световое поле и подверженных спонтанному распаду, показано, как приготовить зацепленное состояние невзаимодействующих подсистем единой системы. В данной работе замечено, что амплитуды вероятности взаимодействия с внешним полем в  $n$ -м порядке (под этим следует понимать процесс вынужденных переходов с участием  $n$  фотонов) естественным образом разлагают вектор

состояния системы атомов в суперпозицию зацепленных слагаемых. В случае модели с  $\Lambda$ -атомами определенные события спонтанного распада позволяют физически «отфильтровать» данные слагаемые. При этом принципиальной является невозможность приписать зарегистрированный спонтанный квант тому или иному атому. Говоря о способах приготовления зацепленных состояний, необходимо упомянуть феномен «переброса» зацепленности [4]. Один из сценариев такого процесса можно описать следующим образом. Пусть имеется квантовая система, состоящая из подсистем-фрагментов  $A$ ,  $A'$ ,  $B$ ,  $B'$ . При этом предполагается, что редуцированные состояния  $\hat{\rho}_{AB}$  и  $\hat{\rho}_{A'B'}$  являются зацепленными, а корреляции между подсистемами  $A \cup B$  и  $A' \cup B'$  отсутствуют, т. е.

$$\hat{\rho}_{AA'B'B} = \hat{\rho}_{AB} \otimes \hat{\rho}_{A'B'}$$

Если теперь над фрагментами  $A$  и  $A'$  провести селективное (с фиксацией исхода) измерение в зацепленном базисе, то так называемое апостериорное состояние подсистемы  $B \cup B'$ , отвечающее данному исходу измерения, окажется зацепленным, в то время как априорное состояние  $\hat{\rho}_{BB'}$  не содержит никаких корреляций ни до, ни после измерения над подсистемой  $A \cup A'$ . В работах [5, 6] рассмотрен пример естественного процесса с перебросом межчастичных спиновых корреляций.

\*E-mail: leonid@iae.nsk.su

Селекция по результатам наблюдения интерференции продуктов распада приводит к зацепленности в системе двух пространственно-разнесенных атомарных бозе-конденсатов [7] или двух фотонных мод [8]. Аналогичного типа селекция является ключевым моментом и в настоящей работе, где рассматриваются корреляции, индуцированные совместным спонтанным распадом двух изначально возбужденных пространственно-разнесенных атомов. Наша модель близка к рассмотренным в работах [2, 3], учтены, однако, поляризация испущенных квантов и вырождение уровней атомов по направлениям углового момента. Характер установившихся корреляций по направлениям угловых моментов в основном состоянии атомов и будет предметом изучения.

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Будем рассматривать пару одинаковых атомов, А и В, с угловыми моментами  $j_g = j_e = 1/2$  в основном ( $g$ ) и возбужденном ( $e$ ) состояниях, локализованных вблизи точек  $\mathbf{r}_A$  и  $\mathbf{r}_B$  на масштабах, много меньших характерной длины волны спонтанного излучения. Считаем атомы достаточно тяжелыми, так что их смещением за время распада можно пренебречь. Будучи приготовлены изначально в возбужденных состояниях, атомы способны испустить два спонтанных кванта. В такой ситуации возможна интерференция альтернативных сценариев распада, возникающая естественным путем — в общем случае испущенный квант нельзя приписать тому

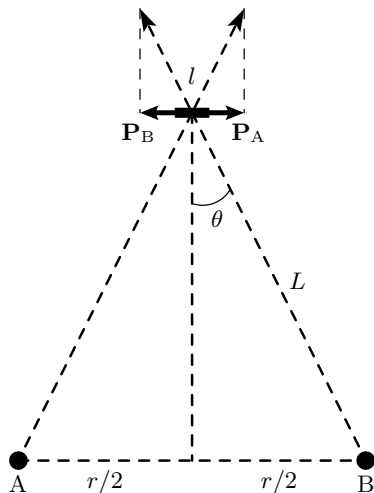


Схема различения источников фотоиспускания. Пояснения в тексте

или иному атому. Обсудим это явление подробнее. Пусть два возбужденных двухуровневых атома находятся на расстоянии  $r = |\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A|$  друг от друга (о внутреннем угловом моменте можно пока забыть), а испущенный квант, пройдя расстояние  $L$ , поглощается «на траверзе» системы атомов (рисунок). Такая геометрия соответствует оптимальным условиям идентификации источника фотоиспускания. Ясно, что интерференция альтернатив испускания квантов атомом А или атомом В не произойдет, если окружение сможет различить поперечные импульсы отдачи  $\mathbf{p}_A$  и  $\mathbf{p}_B = -\mathbf{p}_A$  при поглощении. Для этого квантовая неопределенность  $l$  положения детектора должна удовлетворять условию

$$l^{-1} < 2|\mathbf{p}_A| = 2k \sin \theta \equiv \frac{kr}{L}, \quad (1)$$

где  $k$  — характерный модуль волнового вектора испущенного кванта (постоянная Планка принята за единицу). С другой стороны, чтобы разница  $\mathbf{p}_A$  и  $\mathbf{p}_B$  вообще возникла, необходимо, очевидно, чтобы

$$l \ll r. \quad (2)$$

Из (1) и (2) следует условие отсутствия интерференции:

$$r \gg \sqrt{\frac{L}{k}}. \quad (3)$$

Соответственно при

$$r \lesssim \sqrt{\frac{L}{k}} \quad (4)$$

имеет место интерференция альтернатив ответственности атомов за фотоиспускание. Это необходимое условие возникновения межатомных корреляций. Заметим, что, с точки зрения оптики, при расположении монохроматического источника света с длиной волны  $2\pi/k$  на месте детектора спонтанных квантов условие (3) эквивалентно утверждению о большом числе зон Френеля, поместившихся между атомами, а условие (4) — утверждению о нахождении обоих атомов в пределах первой зоны. Заметим также, что в настоящей работе нас интересуют результирующие спиновые корреляции в основном состоянии, возникающие после завершения процесса спонтанного распада (после двух фотоиспусканий). Таким образом, мы не рассматриваем межатомные корреляции (зацепленность по проекциям энергетического спина), имеющие место на промежуточном этапе после регистрации первого фотоиспускания. Эти корреляции обсуждаются в [3]. Подчеркнем, что в основе

изучаемых нами межатомных корреляций также лежит принципиальная невозможность указать атом, ответственный за каждое данное фотоиспускание.

Теперь обсудим важность селекции возникающих состояний системы атомов по экспериментально различимым сценариям спонтанного распада. Идеальным исходом нашего анализа было бы описание простого метода создания зацепленных состояний системы атомов. Следующие несложные рассуждения показывают, что при изотропном и не содержащем корреляций начальном состоянии возбужденных атомов, задаваемом матрицей плотности  $(1/4)\hat{P}_e \otimes \hat{P}_e$  ( $\hat{P}_e$  — проектор на подпространство возбужденных состояний атома, здесь и ниже первый операторный сомножитель в тензорном произведении действует в пространстве атома А, а второй — атома В), конечное априорное состояние (т. е. состояние, усредненное по всем историям спонтанного распада) не может быть зацепленным. Рассматриваемая пара атомов в основном состоянии является по существу системой двух  $q$ -битов. Геометрия этой системы определяется единичным вектором  $\mathbf{s} = \mathbf{r}/r$ , направленным от атома А к атому В. Их совместная матрица плотности в общепринятых обозначениях, в которых  $\hat{1} \equiv \hat{P}_g$  — проектор на подпространство основных состояний атома,

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}_x &\equiv |g+\rangle\langle g-| + |g-\rangle\langle g+|, \\ \hat{\sigma}_y &\equiv i|g-\rangle\langle g+| - i|g+\rangle\langle g-|, \\ \hat{\sigma}_z &\equiv |g+\rangle\langle g+| - |g-\rangle\langle g-|\end{aligned}$$

(здесь «+» и «-» — знаки проекций углового момента атома на ось  $z$ ), может содержать слагаемые следующих типов:

$$\begin{aligned}\hat{1} \otimes \hat{1}, \quad \mathbf{s} \cdot \hat{\sigma} \otimes \mathbf{s} \cdot \hat{\sigma}, \\ \hat{1} \otimes \mathbf{s} \cdot \hat{\sigma}, \quad \mathbf{s} \cdot \hat{\sigma} \otimes \hat{1}, \quad (\mathbf{s} \times \hat{\sigma}) \otimes \hat{\sigma}.\end{aligned}$$

Член типа  $\hat{\sigma} \otimes \hat{\sigma}$  отсутствует в представленном ряду, так как описываемые им корреляции изотропны и не зависят от  $\mathbf{s}$ , что никак нельзя ожидать. Три последних члена, которые линейны по компонентам вектора  $\mathbf{s}$ , следует отбросить из соображений зеркальной симметрии — данные операторы являются псевдоскалярными. Таким образом, наиболее общий вид усредненной конечной матрицы плотности таков:

$$\hat{\rho} = \frac{1}{4}(\hat{1} \otimes \hat{1} + \rho \mathbf{s} \cdot \hat{\sigma} \otimes \mathbf{s} \cdot \hat{\sigma}). \quad (5)$$

Для систем двух частиц со спином  $1/2$ , согласно критерию Переса–Хородецких [9, 10], положительность матрицы, полученной из (5) путем транспонирования по квантовым числам одного из атомов,

является необходимым и достаточным условием наличия только классических корреляций в исходной матрице плотности. Очевидно, что такое частичное транспонирование (например в базисе, где ось квантования  $z$  направлена вдоль  $\mathbf{s}$ ) оставляет матрицу положительной. Поэтому без селекции по историям спонтанного распада зацепленность в рассматриваемой системе получить невозможно. Как будет показано ниже, усредненная матрица плотности вообще не содержит корреляций.

Приступим к вычислениям. Будем считать выполненным условие (4). Кинетическое уравнение в форме Линдблада<sup>1)</sup> (см., например, [11]) для двухатомной матрицы плотности  $\hat{\rho}$  имеет вид

$$\begin{aligned}\partial_t \hat{\rho} = \sum_{q=\pm 1} \int d^2 n \left[ \hat{L}(q, \mathbf{n}) \hat{\rho} \hat{L}^\dagger(q, \mathbf{n}) - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \{ \hat{L}^\dagger(q, \mathbf{n}) \hat{L}(q, \mathbf{n}), \hat{\rho} \}_+ \right]. \quad (6)\end{aligned}$$

Это уравнение записано в представлении Гейзенберга по собственному внутреннему гамильтониану атомов. Их движением, взаимодействием с внешними полями и отдачей при фотоиспусканиях мы, как уже говорилось выше, пренебрегаем. Эволюция матрицы плотности при таком описании целиком обусловлена процессом спонтанного распада. В уравнении (6) фигурируют операторы Линдблада  $\hat{L}(q, \mathbf{n})$ , отвечающие событию фотоиспускания в направлении  $\mathbf{n}$  со спиральностью  $q \in \{\pm 1\}$ . Эти операторы действуют в пространстве состояний атомов и являются, как известно, с точностью до множителя частью гамильтониана взаимодействия внутриатомных токов и поля спонтанного фотона с заданными  $q$  и  $\mathbf{n}$ . Утверждение об интерференции альтернатив со спонтанным распадом того или иного атома эквивалентно утверждению о совместном действии обоих атомов как источников каждого фотоиспускания. Это соотношение диктует вид оператора  $\hat{L}(q, \mathbf{n})$ :

$$\begin{aligned}\hat{L}(q, \mathbf{n}) = \hat{L}_A(q, \mathbf{n}) \exp(-ik\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_A) + \\ + \hat{L}_B(q, \mathbf{n}) \exp(-ik\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}_B).\end{aligned} \quad (7)$$

Здесь

$$\begin{aligned}\hat{L}_A(q, \mathbf{n}) = \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{e}_q^*(\mathbf{n}) \otimes \hat{1}, \\ \hat{L}_B(q, \mathbf{n}) = \hat{1} \otimes \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{e}_q^*(\mathbf{n})\end{aligned} \quad (8)$$

<sup>1)</sup> Другой подход (используемый, в частности, в [3]) использует аппарат квантовых стохастических дифференциальных уравнений.

— операторы, отвечающие событиям фотоиспускания атомами А и В. В их определении фигурирует  $\hat{I}$  — единичный оператор в пространстве атома, и часть безразмерного оператора дипольного момента<sup>2)</sup>, ответственная за переходы атома с потерей возбуждения:

$$\hat{\mathbf{d}} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \times \sum_{q'=0,\pm 1} \sum_{m,m'=\pm} |g m\rangle \langle e m'| \left\langle \frac{1}{2} m' \frac{1}{2} 1 q' \left| \frac{1}{2} m \frac{1}{2} \right. \right\rangle \mathbf{e}_{q'}^*,$$

$\mathbf{e}_{q'}$  — циклические орты фиксированной лабораторной системы координат ( $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z$ ,  $\mathbf{e}_{\pm 1} = \mp(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$ ),

$$\mathbf{e}_q(\mathbf{n}) = \sum_{q'=0,\pm 1} D_{q'q}^{(1)}(\mathbf{n}) \mathbf{e}_{q'}$$

— циклические орты в системе с осью  $z$  вдоль  $\mathbf{n}$ . Числовой множитель в выражении для  $\hat{\mathbf{d}}$  введен из соображений удобства. При увеличении расстояния между атомами (при нарушении условия (4)) уравнение (6) необходимо трансформировать путем уменьшения веса членов, содержащих перекрестные произведения операторов, относящихся к разным атомам. В пределе (3) такие произведения отсутствуют, что соответствует полной различимости источников каждого фотоиспускания. Правая часть уравнения (6) заменяется при этом на сумму двух структур Линдблада, построенных из операторов  $\hat{L}_A(q, \mathbf{n})$  и  $\hat{L}_B(q, \mathbf{n})$ .

Мы предполагаем селективировать различные истории процесса спонтанного распада по спиральностям фотоиспусканий. Таким образом, возникают четыре ансамбля, специфицируемые парой чисел  $(q_1, q_2)$ , где  $q_1$  — спиральность первого фотоиспускания, а  $q_2$  — второго. Матрица плотности системы, отвечающая фотоиспусканиям с заданными спиральностями в моменты времени  $t_1$  и  $t_2$ , находится из уравнения (6) и имеет вид

$$\hat{\rho}(t_1, q_1; t_2, q_2) = \int d^2 n_2 \int d^2 n_1 \hat{L}(q_2, \mathbf{n}_2) \times \exp[-\hat{K}(t_2-t_1)] \hat{L}(q_1, \mathbf{n}_1) \exp[-\hat{K}(t_1-t_0)] \hat{\rho}(t_0) \times \exp[-\hat{K}(t_1-t_0)] \hat{L}^\dagger(q_1, \mathbf{n}_1) \times \exp[-\hat{K}(t_2-t_1)] \hat{L}^\dagger(q_2, \mathbf{n}_2). \quad (9)$$

<sup>2)</sup> В уравнении (6) время приведено к безразмерному виду путем умножения на константу скорости спонтанного распада.

Здесь

$$\hat{K} = \frac{1}{2} \sum_{q=\pm 1} \int d^2 n \hat{L}^\dagger(q, \mathbf{n}) \hat{L}(q, \mathbf{n})$$

— эрмитов оператор, задающий эволюцию состояния системы атомов между актами фотоиспусканий; как видно из (9), результат его действия эквивалентен гамильтоновой эволюции в мнимом времени;  $\hat{\rho}(t_0)$  — начальная матрица плотности (далее положим  $t_0 = 0$ ). След оператора (9) задает распределение вероятностей моментов и спиральностей фотоиспусканий. Интегрирование по всем возможным значениям  $t_1$  и  $t_2$  дает

$$\hat{\rho}(q_1; q_2) = \int_0^\infty dt_2 \int_0^{t_2} dt_1 \hat{\rho}(t_1, q_1; t_2, q_2) = \mathcal{E}_{q_2} [\mathcal{E}_{q_1} [\hat{\rho}(0)]] \quad (10)$$

Здесь введен супероператор  $\mathcal{E}_q$ , отвечающий фотоиспусканию со спиральностью  $q$ :

$$\mathcal{E}_q[\hat{\rho}] = \sum_{i,j} \int d^2 n \frac{\hat{L}(q, \mathbf{n}) \hat{P}_i \hat{\rho} \hat{P}_j \hat{L}^\dagger(q, \mathbf{n})}{\lambda_i + \lambda_j}, \quad (11)$$

где фигурируют элементы спектрального разложения оператора  $\hat{K}$ :

$$\hat{K} = \sum_i \lambda_i \hat{P}_i. \quad (12)$$

Результат вычисления набора  $\{\lambda_i, \hat{P}_i\}$  таков (ось  $z$  выбрана вдоль линии, соединяющей атомы):

собственному значению  $\lambda_0 = 0$  отвечает проектор  $\hat{P}_0 = \hat{P}_g \otimes \hat{P}_g$ ;

значению  $\lambda_1 = 1 + \alpha/3$  отвечает проектор  $\hat{P}_1$  на подпространство

$$\text{span}\{|g+\rangle \otimes |e+\rangle + |e+\rangle \otimes |g+\rangle, |g-\rangle \otimes |e-\rangle + |e-\rangle \otimes |g-\rangle\};$$

значению  $\lambda_2 = 1 - \alpha/3$  отвечает проектор  $\hat{P}_2$  на подпространство

$$\text{span}\{|g+\rangle \otimes |e+\rangle - |e+\rangle \otimes |g+\rangle, |g-\rangle \otimes |e-\rangle - |e-\rangle \otimes |g-\rangle\};$$

значению  $\lambda_3 = 1 + (\alpha + \beta + \beta^*)/3$  отвечает проектор  $\hat{P}_3$  на состояние

$$(|g+\rangle \otimes |e-\rangle - |e+\rangle \otimes |g-\rangle - |g-\rangle \otimes |e+\rangle + |e-\rangle \otimes |g+\rangle)/2;$$

значению  $\lambda_4 = 1 - (\alpha + \beta + \beta^*)/3$  отвечает проектор  $\hat{P}_4$  на состояние

$$(|g+\rangle \otimes |e-\rangle + |e+\rangle \otimes |g-\rangle - |g-\rangle \otimes |e+\rangle - |e-\rangle \otimes |g+\rangle)/2;$$

значению  $\lambda_5 = 1 + (\alpha - \beta - \beta^*)/3$  отвечает проектор  $\hat{P}_5$  на состояние

$$(|g+\rangle \otimes |e-\rangle - |e+\rangle \otimes |g-\rangle + |g-\rangle \otimes |e+\rangle - |e-\rangle \otimes |g+\rangle)/2;$$

значению  $\lambda_6 = 1 - (\alpha - \beta - \beta^*)/3$  отвечает проектор  $\hat{P}_6$  на состояние

$$(|g+\rangle \otimes |e-\rangle + |e+\rangle \otimes |g-\rangle + |g-\rangle \otimes |e+\rangle + |e-\rangle \otimes |g+\rangle)/2;$$

значению  $\lambda_7 = 2$  отвечает проектор  $\hat{P}_7 = \hat{P}_e \otimes \hat{P}_e$ . Здесь введены параметры

$$\alpha = \alpha(r) = 3 \frac{\sin(kr) - kr \cos(kr)}{(kr)^3}, \quad (13)$$

$$\beta = \beta(r) = \frac{3}{2} \left[ \frac{\sin(kr)}{kr} - \frac{\sin(kr) - kr \cos(kr)}{(kr)^3} (1 - ikr) \right], \quad (14)$$

определенные так, что  $\alpha(r) \rightarrow 1$  и  $\beta(r) \rightarrow 1$  при  $r = |\mathbf{r}_B - \mathbf{r}_A| \rightarrow 0$ .

### 3. АНАЛИЗ КОРРЕЛИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

В качестве начального выберем некоррелированное изотропное состояние возбуждения обоих атомов:

$$\hat{\rho}(0) = \frac{1}{4} \hat{P}_e \otimes \hat{P}_e. \quad (15)$$

Тогда вычисление выражения (10) дает

$$\begin{aligned} \hat{\rho}(q_1; q_2) = & \frac{1}{16} \left( 1 - \frac{1}{2} q_1 q_2 \frac{(\beta - \beta^*)^2}{9 - \alpha^2} \right) \hat{1} \otimes \hat{1} - \\ & - \frac{1}{32} q_1 q_2 \frac{(\beta - \beta^*)^2}{9 - \alpha^2} \hat{\sigma}_z \otimes \hat{\sigma}_z + \\ & + \frac{1}{24} q_1 \frac{\alpha(\beta - \beta^*)}{9 - \alpha^2} (\hat{\sigma}_+ \otimes \hat{\sigma}_- - \hat{\sigma}_- \otimes \hat{\sigma}_+). \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь использованы обозначения

$$\hat{\sigma}_+ \equiv |g+\rangle \langle g-|, \quad \hat{\sigma}_- \equiv |g-\rangle \langle g+|.$$

Заметим, что последнее слагаемое содержит оператор  $(\mathbf{s} \times \hat{\boldsymbol{\sigma}}) \otimes \hat{\boldsymbol{\sigma}}$  в иной форме записи. Теперь его присутствие не нарушает зеркальной симметрии, так как данный оператор входит вместе с множителем  $q_1$ , являющимся псевдоскаляром.

Вероятность  $p(q_1, q_2)$  испускания пары фотонов с заданными спиральностями пропорциональна коэффициенту при первом слагаемом в правой части выражения (16):

$$p(q_1; q_2) = \text{Tr}_{A,B} \hat{\rho}(q_1; q_2) = \frac{1}{4} + \frac{q_1 q_2}{8} \frac{[kr \cos(kr) - \sin(kr)]^2 (kr)^2}{(kr)^6 - [kr \cos(kr) - \sin(kr)]^2}. \quad (17)$$

Вероятность испустить фотоны одинаковой спиральности всегда больше. Она максимальна при  $kr \approx 2.04$  и составляет 0.55. Имеем асимптотики

$$p(q_1; q_2) \rightarrow \frac{1}{4} + \frac{q_1 q_2}{64} (kr)^2, \quad kr \ll 1, \quad (18)$$

$$p(q_1; q_2) \rightarrow \frac{1}{4} + \frac{q_1 q_2}{8} \left( \frac{\cos(kr)}{kr} \right)^2, \quad kr \gg 1. \quad (19)$$

Отношение  $\hat{\rho}(q_1; q_2)/p(q_1; q_2)$  задает (апостериорную) матрицу плотности при условии осуществления фотоиспусканий с заданными спиральностями. Отвечающие ей одноатомные матрицы плотности есть состояния, максимально смешанные по проекциям углового момента:

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_A &= \frac{\text{Tr}_B \hat{\rho}(q_1; q_2)}{\text{Tr}_{A,B} \hat{\rho}(q_1; q_2)} = \frac{1}{2} \hat{P}_{gA}, \\ \hat{\rho}_B &= \frac{\text{Tr}_A \hat{\rho}(q_1; q_2)}{\text{Tr}_{A,B} \hat{\rho}(q_1; q_2)} = \frac{1}{2} \hat{P}_{gB}. \end{aligned} \quad (20)$$

Полную изотропию и отсутствие корреляций демонстрирует двухатомная матрица плотности, усредненная по всем возможным спиральностям:

$$\sum_{q_1, q_2} \hat{\rho}(q_1; q_2) = \frac{1}{4} \hat{P}_g \otimes \hat{P}_g. \quad (21)$$

Но уже фиксация спиральности первого фотоиспускания порождает корреляции в состояниях атомов, как следует из последнего слагаемого в (16). При фиксированном  $q_2$  эти корреляции могут только возрасти. Отметим их своеобразную зависимость от расстояния между атомами. При выполнении условия  $kr = \text{tg}(kr)$  корреляции полностью пропадают. Они исчезают также для расстояний, много больших длины волны спонтанного испускания.

Естествен вопрос о характере корреляций. Проверка по критерию Переса–Хородецких показывает, что все корреляции носят только классический характер.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели явление возникновения корреляций по проекциям угловых моментов в паре атомов после их спонтанного распада. Источником корреляций является принципиальная невозможность указать атом, ответственный за данное фотоиспускание. Разумеется, наличие наблюдателя, констатирующего эту невозможность, не является необходимым — сказанное выше следует понимать как отсутствие в окружении параметра, коррелированного (сцепленного) с той или иной альтернативной историей спонтанного распада, в которой за фотоиспускание ответствен определен атом. Именно поэтому альтернативы интерферируют. Данный пример демонстрирует общее положение, что состояние открытой квантовой системы определяется характером информации, поступающей в окружение [12]. Оказывается, что усредненная матрица плотности после фотоиспусканий не содержит корреляций и необходима селекция по историям протекания процесса спонтанного распада для выделения подансамбля состояний, где основные состояния атомов уже коррелированы. В работе рассмотрен простейший и наиболее грубый — дискретный — способ селекции по спиральностям фотоиспусканий. Такая селекция допускает исчерпывающий анализ, но оказывается недостаточной для выделения зацепленных состояний — корреляции оказываются классическими. Остается пока открытым вопрос о появлении зацепленности при селекции по направлениям фотоиспусканий.

Автор глубоко признателен П. Л. Чаповскому за обстоятельное обсуждение вопросов, затронутых в статье. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-17553) и Интеграционного проекта СО РАН «Охлаждение газов в магнитооптических ловушках».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Dicke, Phys. Rev. **93**, 99 (1954).
2. А. М. Башаров, ЖЭТФ **121**, 1249 (2002).
3. А. М. Башаров, Э. А. Маныкин, Опт. и спектр. **96**, 91 (2004).
4. M. Zukowsky, A. Zeilinger, M. A. Horne, and A. K. Ekert, Phys. Rev. Lett. **71**, 4287 (1993).
5. Л. В. Ильичев, ЖЭТФ **117**, 248 (2000).
6. Л. В. Ильичев, ТМФ **127**, 168 (2001).
7. Y. Castin and J. Dalibard, Phys. Rev. A **55**, 4330 (1997).
8. G. Nienhuis, J. Phys. A **34**, 7867 (2001).
9. A. Peres, Phys. Rev. Lett. **77**, 1413 (1996).
10. M. Horodecki, P. Horodecki, and R. Horodecki, Phys. Lett. **223A**, 1 (1996).
11. К. В. Гардинер, *Стохастические методы в естественных науках*, Мир, Москва (1986).
12. М. Б. Менский, *Квантовые измерения и декогеренция*, Физматлит, Москва (2001).