

## ДИНАМИКА СИСТЕМЫ ДВУХ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ В НЕИДЕАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ С УЧЕТОМ АТОМНОЙ ДИССИПАЦИИ<sup>1</sup>

© 2006 Е.К. Башкиров,<sup>2</sup> М.С. Русакова<sup>3</sup>

В работе исследовано временное поведение наблюдаемых для двух двухуровневых атомов в резонаторе конечной добротности с учетом атомной диссипации. С помощью решения кинетического уравнения для матрицы плотности получены в общем виде аналитические выражения для среднего числа фотонов и атомных населенностей для когерентного начального состояния поля. Для когерентного начального состояния поля исследована динамика наблюдаемых для различных значений параметров системы. Рассмотрена статистика фотонных мод.

### Введение

В последние годы большой интерес представляет исследование поведения систем атомов, взаимодействующих с квантованным полем в резонаторе. Данное внимание во многом обусловлено развитием физики квантовой информации и квантовой криптографии, квантовых телекоммуникаций [1]. Однако для аналитического исследования системы большого количества атомов представляют значительную сложность, в связи с чем весьма важную роль играет удачный выбор модели. Простейшей точно решаемой моделью, описывающей взаимодействие атома с полем в резонаторе, является модель Джейнса—Каммингса (МДК), описывающая взаимодействие квантованной моды поля излучения с двухуровневым атомом в резонаторе. МДК можно использовать для исследования многих нетривиальных задач, включая взаимодействие квантовых систем, квантовые корреляции, перепутывание (entanglement) вида атом – поле и вида атом – атом, приготовление

<sup>1</sup>Представлена доктором физико-математических наук проф. А.П. Мартыненко.

<sup>2</sup>Башкиров Евгений Константинович ([bash@ssu.samara.ru](mailto:bash@ssu.samara.ru)), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, Россия, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

<sup>3</sup>Русакова Маргарита Сергеевна ([ruma\\_@ssu.samara.ru](mailto:ruma_@ssu.samara.ru)), кафедра информатики и вычислительной математики Самарского государственного университета, 443011, Россия, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

заданных состояний и измерение состояний [2, 3]. Данная модель весьма богата квантовыми эффектами, многие из которых удалось подтвердить в ряде экспериментов с высоковозбужденными ридберговскими атомами [4].

В условиях реального эксперимента особую значимость приобретает необходимость учета конечности добротности резонатора и взаимодействия атомной подсистемы с термостатом [3, 5]. Однако до сих пор не уделялось достаточного внимания системам атомов, взаимодействующих с квантовым электромагнитным полем в неидеальном резонаторе в присутствии диссипации атомной подсистемы, что и будет являться предметом настоящей работы на примере исследования системы двух двухуровневых атомов.

## 1. Гамильтониан и кинетическое уравнение

Систему двух двухуровневых атомов, с частотой атомного перехода  $\omega_0$ , резонансно взаимодействующих с квантовым электромагнитным полем, можно описать при помощи гамильтониана:

$$H = H_A + H_F + H_{AF}, \quad (1.1)$$

где  $H_A = \sum_{i=1}^2 \hbar \omega_0 R_i^z$  — гамильтониан свободного двухуровневого атома (в данном случае двух атомов);

$H_F = \hbar(\omega_0 a^\dagger a)$  — гамильтониан свободного электромагнитного поля и  $H_{AF} = \sum_{i=1}^2 \hbar g(R_i^+ a + R_i^- a^\dagger)$  — гамильтониан взаимодействия атомов с полем. Здесь  $a^\dagger$  ( $a$ ) — операторы рождения (уничтожения) фотонов в моде поля;  $R_i^\pm$  — операторы, описывающие переходы между основным и возбужденным уровнями в двухуровневых атомах;  $R_i^z$  — оператор инверсии населенностей атомных уровней и  $g$  — константа взаимодействия атома с полем.

Уравнение эволюции для матрицы плотности  $\rho$  системы двух двухуровневых атомов в резонаторе конечной добротности с учетом атомной диссипации выглядит следующим образом [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & -i/\hbar [H, \rho] - k(a^\dagger a \rho - 2 a \rho a^\dagger + \rho a^\dagger a) - \\ & - \Gamma \sum_{i=1}^2 (\sigma_i^+ \sigma_i^- \rho + \rho \sigma_i^+ \sigma_i^- - 2 \sigma_i^- \rho \sigma_i^+), \end{aligned} \quad (1.2)$$

здесь  $2k$  — скорость потерь фотонов из резонатора,  $2\Gamma$  — скорость атомной диссипации. Для простоты мы положили здесь одинаковую скорость атомной декогеренции для обоих атомов.

Работая с величинами в представлении  $W = e^{\frac{i}{\hbar} H t} \rho(t) e^{-\frac{i}{\hbar} H t}$ , уравнение

(1.2) для матрицы плотности приводится к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial t} &= -k(a^+ a W - 2 a W a^+ + W a^+ a) - \\ &- \Gamma \sum_{i=1}^2 (\sigma_i^+ \sigma_i^- W + W \sigma_i^+ \sigma_i^- - 2 \sigma_i^- W \sigma_i^+). \end{aligned} \quad (1.3)$$

Решение уравнения (1.3) будем искать в представлении "одетых" состояний, т.е. в представлении, состоящем из полного набора собственных функций гамильтониана  $H_{AF}$ . Для случая, когда оба атома первоначально находятся в возбужденном состоянии и потери фотонов из резонатора отсутствуют, полный набор представлен состояниями:

$$\begin{aligned} |\Psi_n^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(2n+3)}} (\sqrt{n+1}|+, +, n\rangle + \sqrt{n+2}|-, -, n+2\rangle) \pm \\ &\pm \frac{1}{2} (|+, -, n+1\rangle + |-, +, n+1\rangle), \end{aligned} \quad (1.4)$$

которые соответствуют энергии

$$E_n^\pm = \pm \hbar \Omega_n,$$

где

$$\Omega_n = g \sqrt{2(2n+3)},$$

а также состояниями

$$\begin{aligned} |\Psi_n^3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2n+3}} (\sqrt{n+2}|+, +, n\rangle - \sqrt{n+1}|-, -, n+2\rangle), \\ |\Psi_n^2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|+, -, n+1\rangle - |-, +, n+1\rangle), \end{aligned} \quad (1.5)$$

соответствующими нулевой энергии.

Здесь  $|\alpha_1; \alpha_2; n\rangle$  — собственные состояния гамильтониана (1.1) без учета взаимодействия, т.е.  $H_A + H_F$ :

$$|\alpha_1; \alpha_2; n\rangle = |\alpha_1\rangle_A |\alpha_2\rangle_A |n\rangle_F,$$

где  $\alpha_i = +, -$ ;  $n = 0, 1, 2, \dots$

Потери фотонов из резонатора учитываются при помощи состояний:

$$|\Phi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |-, -, 1\rangle \pm \frac{1}{2} (|+, -, 0\rangle + |-, +, 0\rangle), \text{ соответствующих энергии } E^\pm = \pm \hbar g \sqrt{2},$$

$$|\Psi^1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+, -, 0\rangle - |-, +, 0\rangle), \text{ соответствующего энергии } E = 0;$$

$$|\Psi^0\rangle = |-, 0, 0\rangle, \text{ соответствующего энергии } E = 0.$$

В секулярном приближении ( $k \ll g$ ) уравнения для диагональных элементов матрицы  $W$  имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \langle \Psi_n^\pm | \dot{W} | \Psi_n^\pm \rangle &= -k \frac{3(n+1)^2 + (n+2)^2}{2n+3} \langle \Psi_n^\pm | W | \Psi_n^\pm \rangle + \\
 &+ 2k(n+2) \left( \frac{n+2}{\sqrt{(2n+3)(2n+5)}} \pm \frac{1}{2} \right)^2 \langle \Psi_{n+1}^+ | W | \Psi_{n+1}^+ \rangle + \\
 &+ 2k(n+2) \left( \frac{n+2}{\sqrt{(2n+3)(2n+5)}} \mp \frac{1}{2} \right)^2 \langle \Psi_{n+1}^- | W | \Psi_{n+1}^- \rangle + \\
 &+ k \frac{n+3}{(2n+3)(2n+5)} \langle \Psi_{n+1}^3 | W | \Psi_{n+1}^3 \rangle - \\
 &\quad - \Gamma \left( \left[ \frac{2(n+1)}{2n+3} + 1 \right] \langle \Psi_n^\pm | W | \Psi_n^\pm \rangle + \right. \\
 &+ \frac{n+2}{2n+3} \langle \Psi_{n+1}^2 | W | \Psi_{n+1}^2 \rangle + \frac{n+3}{2n+5} \langle \Psi_{n+1}^3 | W | \Psi_{n+1}^3 \rangle + \\
 &+ \frac{n+2}{2} \left[ \frac{1}{\sqrt{2n+3}} \pm \frac{1}{\sqrt{2n+5}} \right]^2 \langle \Psi_{n+1}^+ | W | \Psi_{n+1}^+ \rangle + \\
 &\left. + \frac{n+2}{2} \left[ \frac{1}{\sqrt{2n+3}} \mp \frac{1}{\sqrt{2n+5}} \right]^2 \langle \Psi_{n+1}^- | W | \Psi_{n+1}^- \rangle \right), \quad (1.6)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \langle \Psi_n^3 | \dot{W} | \Psi_n^3 \rangle &= -2k \frac{(n+2)(2n+1)}{2n+3} \langle \Psi_n^3 | W | \Psi_n^3 \rangle + \\
 &+ 8k \frac{(n+1)(n+2)(n+3)}{(2n+3)(2n+5)} \langle \Psi_{n+1}^3 | W | \Psi_{n+1}^3 \rangle + \\
 &+ k \frac{n+1}{(2n+3)(2n+5)} [\langle \Psi_{n+1}^+ | W | \Psi_{n+1}^+ \rangle + \\
 &\quad + \langle \Psi_{n+1}^- | W | \Psi_{n+1}^- \rangle] - \\
 &- \Gamma \left( \frac{4(n+2)}{2n+3} \langle \Psi_n^3 | W | \Psi_n^3 \rangle + \frac{n+1}{2n+3} [2 \langle \Psi_{n+1}^2 | W | \Psi_{n+1}^2 \rangle + \right. \\
 &\left. + \langle \Psi_{n+1}^+ | W | \Psi_{n+1}^+ \rangle + \langle \Psi_{n+1}^- | W | \Psi_{n+1}^- \rangle] \right), \quad (1.7)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \langle \Psi_n^2 | \dot{W} | \Psi_n^2 \rangle &= -2k(n+1) \langle \Psi_n^2 | W | \Psi_n^2 \rangle + 2k(n+2) \langle \Psi_{n+1}^2 | W | \Psi_{n+1}^2 \rangle + \\
 &+ \Gamma \left( -2 \langle \Psi_n^2 | W | \Psi_n^2 \rangle + \frac{2(n+3)}{2n+5} \langle \Psi_{n+1}^3 | W | \Psi_{n+1}^3 \rangle + \right. \\
 &\left. + \frac{n+2}{2n+5} [\langle \Psi_{n+1}^+ | W | \Psi_{n+1}^+ \rangle + \langle \Psi_{n+1}^- | W | \Psi_{n+1}^- \rangle] \right). \quad (1.8)
 \end{aligned}$$

Уравнения для матричных элементов, ответственных за потери фотонов из резонатора, имеют форму

$$\begin{aligned}
 \langle \Psi^0 | \dot{W} | \Psi^0 \rangle &= k (\langle \Phi^+ | W | \Phi^+ \rangle + \langle \Phi^- | W | \Phi^- \rangle) + \\
 &+ 2\Gamma \left( \langle \Psi^1 | W | \Psi^1 \rangle + \frac{1}{2} \langle \Phi^+ | W | \Phi^+ \rangle + \frac{1}{2} \langle \Phi^- | W | \Phi^- \rangle \right), \quad (1.9)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle \Psi^1 | \dot{W} | \Psi^1 \rangle &= 2k \langle \Psi_0^2 | W | \Psi_0^2 \rangle - \Gamma \left( 2 \langle \Psi^1 | W | \Psi^1 \rangle + \right. \\
&\quad \left. + \frac{4}{3} \langle \Psi_0^3 | W | \Psi_0^3 \rangle + \frac{1}{3} [\langle \Psi^+_{01} | W | \Psi^+_{01} \rangle + \langle \Psi^-_{01} | W | \Psi^-_{01} \rangle] \right), \\
\langle \Phi^\pm | \dot{W} | \Phi^\pm \rangle &= -k \langle \Phi^\pm | W | \Phi^\pm \rangle + 2k \left[ \frac{1}{3} \langle \Psi_0^3 | W | \Psi_0^3 \rangle + \right. \\
&\quad \left. + \left( \frac{1}{\sqrt{3}} \pm \frac{1}{2} \right)^2 \langle \Psi^+_{01} | W | \Psi^+_{01} \rangle + \left( \frac{1}{\sqrt{3}} \mp \frac{1}{2} \right)^2 \langle \Psi^-_{01} | W | \Psi^-_{01} \rangle \right] + \\
&\quad + \Gamma \left( -\langle \Phi^\pm | W | \Phi^\pm \rangle + \langle \Psi_0^2 | W | \Psi_0^2 \rangle + \frac{2}{3} \langle \Psi_0^3 | W | \Psi_0^3 \rangle + \right. \\
&\quad + \frac{1}{4} \left[ \left( 1 \pm \frac{1}{\sqrt{3}} \right)^2 \langle \Psi^+_{01} | W | \Psi^+_{01} \rangle + \right. \\
&\quad \left. \left. + \left( 1 \mp \frac{1}{\sqrt{3}} \right)^2 \langle \Psi^-_{01} | W | \Psi^-_{01} \rangle \right] \right). \tag{1.10}
\end{aligned}$$

Недиагональные элементы матрицы  $W$  описываются уравнениями

$$\begin{aligned}
\langle \Psi_n^\pm | \dot{W}(t) | \Psi_n^\mp \rangle &= \left( -k \frac{3(n+1)^2 + (n+2)^2}{2n+3} - \Gamma \left[ \frac{2(n+1)}{2n+3} + 1 \right] \right) \langle \Psi_n^\pm | W | \Psi_n^\mp \rangle, \\
\langle \Psi_n^\pm | \dot{W}(t) | \Psi_n^3 \rangle &= \left( -k \frac{3(n+1)^2 + (n+2)(5n+4)}{2(2n+3)} - \Gamma \left[ \frac{3n+5}{2n+3} + \frac{1}{2} \right] \right) \times \\
&\quad \times \langle \Psi_n^\pm | W(t) | \Psi_n^3 \rangle, \\
\langle \Phi^\pm | \dot{W}(t) | \Phi^\mp \rangle &= -(k + \Gamma) \langle \Phi^\pm | W(t) | \Phi^\mp \rangle, \\
\langle \Psi_n^\pm | \dot{W}(t) | \Psi_n^2 \rangle &= \left( -k \left[ \frac{3(n+1)^2 + (n+2)^2}{2(2n+3)} + n + 1 \right] - \Gamma \left[ \frac{n+1}{2n+3} + \frac{3}{2} \right] \right) \times \\
&\quad \times \langle \Psi_n^\pm | W(t) | \Psi_n^2 \rangle, \\
\langle \Phi^\pm | \dot{W}(t) | \Psi^1 \rangle &= -\left( \frac{k}{2} + 2\Gamma \right) \langle \Phi^\pm | W(t) | \Psi^1 \rangle. \tag{1.11}
\end{aligned}$$

Решения уравнений (1.11) очевидны, поэтому мы не будем их здесь приводить ввиду их простоты. Решения уравнений (1.6)–(1.10) для произвольных начальных состояний атомов и поля могут быть найдены только численным моделированием. Используя найденные решения, можно получить средние значения любых наблюдаемых величин  $O$  как:

$$\langle O \rangle = S p[\tilde{O}(t)W(t)],$$

где

$$\tilde{O} = e^{\frac{i}{\hbar}Ht} O e^{-\frac{i}{\hbar}Ht}.$$

В настоящей работе исследуется динамика рассматриваемой системы в случае когерентного начального состояния полевой системы (отметим, что подобное исследование для вакуумного начального состояния поля было проведено в работе [7]).

## 2. Случай когерентного начального состояния поля

Если в начальный момент времени поле находится в когерентном состоянии, а оба атома — в возбужденном, то матрица плотности в терминах ”одетых” состояний принимает вид:

$$\begin{aligned}
 W(0) = & \sum_{n=0}^{\infty} p_n \left( \frac{n+2}{2n+3} |\Psi_n^3\rangle\langle\Psi_n^3| + \right. \\
 & + \frac{n+1}{2(2n+3)} [|\Psi_n^+\rangle\langle\Psi_n^-| + |\Psi_n^+\rangle\langle\Psi_n^+| + \\
 & + |\Psi_n^-\rangle\langle\Psi_n^+| + |\Psi_n^-\rangle\langle\Psi_n^-|] + \\
 & + \frac{\sqrt{(n+1)(n+2)}}{\sqrt{2}(2n+3)} [|\Psi_n^3\rangle\langle\Psi_n^+| + |\Psi_n^3\rangle\langle\Psi_n^-| + \\
 & \left. + |\Psi_n^+\rangle\langle\Psi_n^3| + |\Psi_n^-\rangle\langle\Psi_n^3| \right],
 \end{aligned}$$

где

$$p_n = \exp(-\bar{n}) \frac{\bar{n}^n}{n!}.$$

Для среднего числа фотонов и вероятности обнаружить один из атомов в возбужденном состоянии в рассматриваемом случае получаем:

$$\begin{aligned}
 \langle N(t) \rangle = & \sum_{n_1=0}^{\infty} \left[ \frac{3(n+1)^2 + (n+2)^2}{2(2n+3)} (\langle\Psi_n^+|W|\Psi_n^+\rangle + \langle\Psi_n^-|W|\Psi_n^-\rangle) + \right. \\
 & + \frac{(n+2)(2n+1)}{2n+3} \langle\Psi_n^3|W|\Psi_n^3\rangle - \\
 & \quad \left. - 4 \frac{\sqrt{2(n+1)(n+2)}}{2n+3} \cos(\Omega(n)t) \langle\Psi_n^+|W|\Psi_n^3\rangle + \right. \\
 & + \left. \frac{1}{2n+3} \cos(2\Omega(n)t) \langle\Psi_n^+|W|\Psi_n^-\rangle + (n+1) \langle\Psi_n^2|W|\Psi_n^2\rangle \right] + \\
 & + \frac{1}{2} (\langle\Phi^+|W|\Phi^+\rangle + \langle\Phi^-|W|\Phi^-\rangle),
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle R_1^{ex}(t) \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[ \frac{n+1}{2(2n+3)} + \frac{1}{4} \right] (\langle \Psi_n^+ | W | \Psi_n^+ \rangle + \langle \Psi_n^- | W | \Psi_n^- \rangle) + \right. \\
&+ \frac{n+2}{2n+3} \langle \Psi_n^3 | W | \Psi_n^3 \rangle + \frac{1}{2} \langle \Psi_n^2 | W | \Psi_n^2 \rangle + \\
&+ \frac{\sqrt{2(n+1)(n+2)}}{2n+3} \cos(\Omega(n)t) (\langle \Psi_n^+ | W | \Psi_n^3 \rangle + \langle \Psi_n^- | W | \Psi_n^3 \rangle) + \\
&+ \left[ \frac{n+1}{2n+3} - \frac{1}{2} \right] \cos(2\Omega(n)t) \langle \Psi_n^+ | W | \Psi_n^- \rangle + \\
&+ \left. \frac{1}{\sqrt{2}} \cos(\Omega(n)t) (\langle \Psi_n^2 | W | \Psi_n^+ \rangle + \langle \Psi_n^2 | W | \Psi_n^- \rangle) \right\} + \\
&+ \frac{1}{2} \langle \Psi_1 | W | \Psi_1 \rangle + \frac{1}{4} (\langle \Phi^+ | W | \Phi^+ \rangle + \langle \Phi^- | W | \Phi^- \rangle).
\end{aligned}$$

Результаты численных расчетов для временной эволюции среднего числа фотонов и атомных населенностей представлены на рис. 1 и 2. Все параметры на графиках представлены в относительных единицах константы связи  $g$ . На рисунках представлены графики для временной зависимости

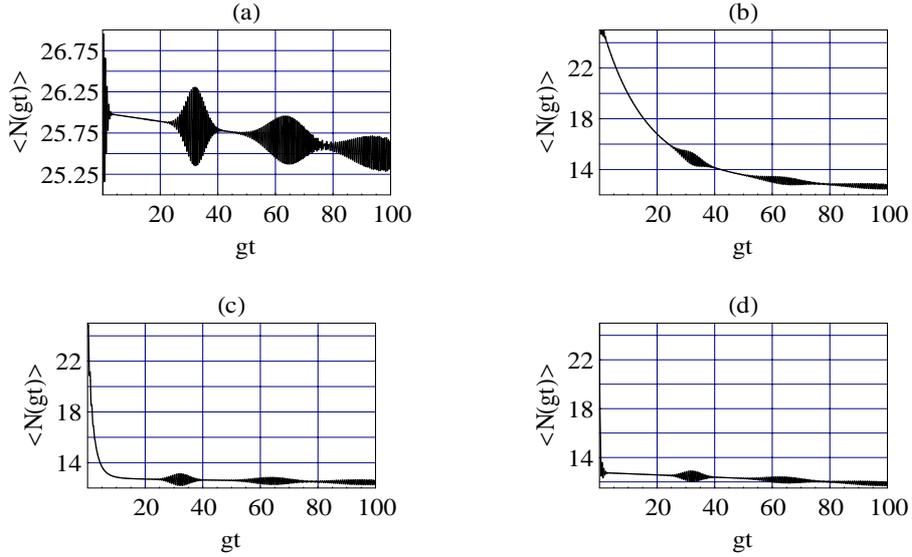


Рис. 1. Среднее число фотонов в моде поля для значений параметров  $\langle N \rangle = 25, k = 0.0001$  и (a)  $\Gamma = 0$ ; (b)  $\Gamma = 0.00001$ ; (c)  $\Gamma = 0.0001$ ; (d)  $\Gamma = 0.001$

среднего числа фотонов в полевой моде и средней населенности возбужденного атомного состояния для различных значений параметра атомной диссипации  $\Gamma$ . В данной работе не проиллюстрировано графически действие неидеальности резонатора на наблюдаемые величины системы, однако сходные ситуации для других моделей были нами разобраны и представлены ранее (см. например, работы [8, 9]). Действие атомной диссипации на динамику среднего числа фотонов проявляется аналогично действию неидеаль-

ности резонатора: в системе начинают доминировать релаксационные процессы, хотя все еще присутствуют осцилляции Раби. Иначе говоря, наличие атомной диссипации в системе приводит к значительно более быстрому уменьшению среднего числа фотонов, т.к. в системе происходит взаимодействие атома с термостатом без излучательного перехода и, соответственно, без рождения фотона.

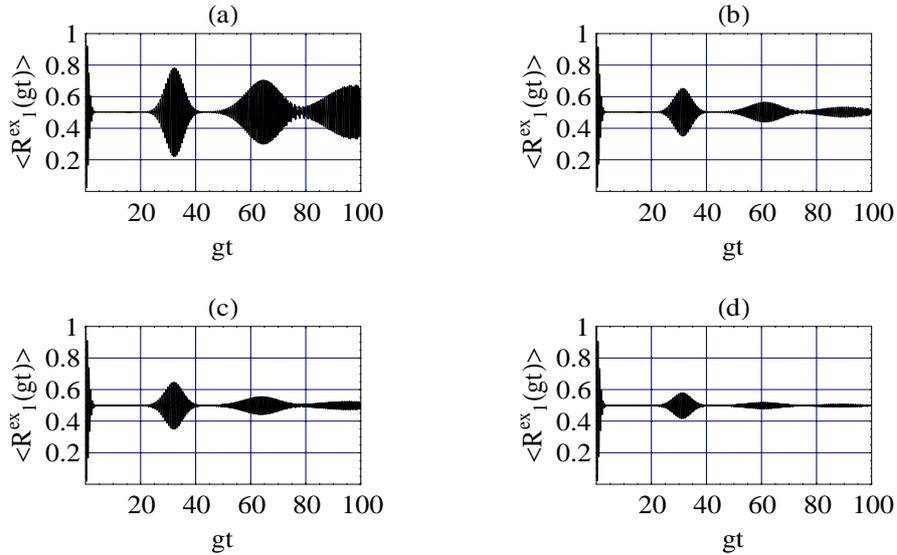


Рис. 2. Вероятность обнаружить один из атомов в возбужденном состоянии для значений параметров  $\langle N \rangle = 25$  и (a)  $k = 0, \Gamma = 0$ ; (b)  $k = 0.00001, \Gamma = 0$ ; (c)  $k = 0, \Gamma = 0.01$ ; (d)  $k = 0.00001, \Gamma = 0.01$

Влияние атомной диссипации на среднюю населенность атомного уровня аналогично по своему характеру действию, производимому утечкой фотонов. Однако по интенсивности воздействия атомная диссипация влияет на населенности намного слабее, что хорошо видно на приведенном графике. В то время как даже при весьма малой утечке фотонов из резонатора (когда  $k$  составляет порядка  $0.00001g$ ) значительно снижается амплитуда осцилляций Раби для населенностей атомного уровня, то для получения такой же малой амплитуды осцилляций населенности необходимо значительно большее атомное затухание (т.е.  $\Gamma$  составляет порядка  $0.01g$ ).

### 3. Корреляционная функция второго порядка для когерентного начального состояния поля

Характер статистики фотонной моды можно исследовать, рассмотрев динамику корреляционной функции второго порядка. Работая с когерентным начальным состоянием поля и выбирая оба атома в начальный момент

времени в возбужденном состоянии, временную зависимость корреляционной функции для фотонной моды можно записать как

$$\begin{aligned}
G_i^{(2)}(t) = & \frac{1}{\langle N_i(t) \rangle^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[ \frac{n(n-1)(n+1)}{2(2n+3)} + \frac{(n+1)(n+2)^2}{2(2n+3)} + \frac{n(n+1)}{2} \right] \times \right. \\
& \times (\langle \Psi_n^+ | W | \Psi_n^+ \rangle + \langle \Psi_n^- | W | \Psi_n^- \rangle) + \\
& + \left[ \frac{n(n-1)(n+1)}{2n+3} + \frac{(n+1)(n+2)^2}{2n+3} - n(n+1) \right] \times \\
& \times \cos(2\Omega(n)t) \langle \Psi_n^+ | W | \Psi_n^- \rangle + \\
& + \left( \frac{n(n-1)(n+2)}{2n+3} + \frac{(n+2)(n+1)^2}{2n+3} \right) \langle \Psi_n^3 | W | \Psi_n^3 \rangle - \\
& - \frac{2\sqrt{2}(2n+1)\sqrt{(n+1)(n+2)}}{2n+3} \times \\
& \times \cos(\Omega(n)t) (\langle \Psi_n^3 | W | \Psi_n^+ \rangle + \langle \Psi_n^3 | W | \Psi_n^- \rangle) + \\
& \left. + n(n+1) \langle \Psi_n^2 | W | \Psi_n^2 \rangle \right\} - 1.
\end{aligned}$$

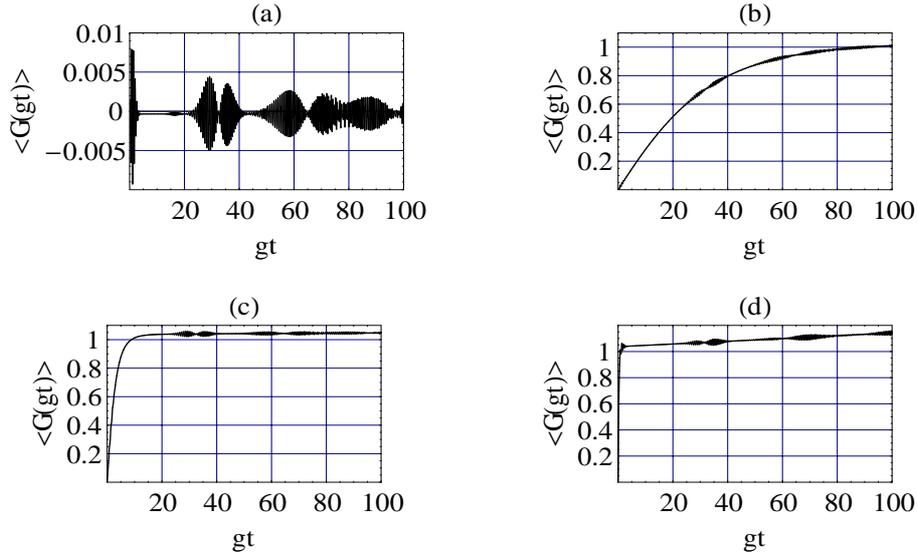


Рис. 3. Корреляционная функция второго порядка для значений параметров системы  $\langle N \rangle = 25, k = 0.0001$  и (a)  $\Gamma = 0$ ; (b)  $\Gamma = 0.00001$ ; (c)  $\Gamma = 0.0001$ ; (d)  $\Gamma = 0.001$

Результаты компьютерного моделирования динамики корреляционной функции второго порядка представлены на рис. 3. Рис. 3 иллюстрирует временное поведение корреляционной функции для различных значений параметра атомной диссипации  $\Gamma$ . В отсутствие диссипации динамика корреляционной функции представлена характерными затуханиями и восстановлениями осцилляций Раби. При этом статистика поля демонстрирует как

субпуассоновский, так и суперпуассоновский характер. При внесении даже весьма малой атомной диссипации фотонная подсистема переходит к суперпуассоновскому типу статистики. При больших значениях параметра  $\Gamma$  амплитуды осцилляций Раби становятся весьма малыми, а статистика поля является суперпуассоновской. Интересно отметить тот факт, что наблюдается выход корреляционной функции второго порядка на некий квазистационарный уровень.

## Литература

- [1] Bowmeester, D. The Physics of Quantum Information / D. Bowmeester, A. Ekert, A. Zeilinger / Физика квантовой информации. Д. Бауместер, А. Экерт, А. Цайлингер; пер. с англ. – М.: Постмаркет, 2002. – 376с.
- [2] Скалли, М.О. Квантовая оптика / М.О. Скалли, М.С. Зубайри / Пер. с англ. / Под ред. В.В. Самарцева. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 690 с.
- [3] Noise-assisted preparation of entangled atoms / X.X. Yi [et al.] Phys. Rev. A. – 2003. – V. 68. – P. 052304-1–052304-4.
- [4] Вальтер, Г. Одноатомный мазер и другие эксперименты по квантовой электродинамике резонатора / Г. Вальтер // УФН. – 1996. – Т. 166. – № 4. – С. 777–794.
- [5] Башкиров, Е.К. Динамика двух двухуровневых атомов в неидеальном резонаторе / Е.К. Башкиров, Е.Г. Мангулова // Известия РАН. Серия физическая. – 2000. – Т. 64. – № 10. – С. 2075–2079.
- [6] Puri, R.R. Coherent two-photon transitions in Rydberg atoms in the cavity with finite Q / R.R. Puri, G.S. Agarwal // Phys. Rev. A. – 1988. – V. 39. – No 10. – P. 3879–3883.
- [7] Bashkirov, E.K. Collective spontaneous radiation of two atoms in the finite-Q cavity / E.K. Bashkirov, Fam Le Kien, A.S. Shumovsky // Physica A. – 1990. – V. 167. – P. 935–944.
- [8] Башкиров, Е.К. Временная эволюция двухуровневого атома с многофотонными переходами в неидеальном резонаторе с расстройкой / Е.К. Башкиров, М.С. Русакова // Вестник СамГУ. Естественнонаучная серия. – 2005. – № 2(36) – С. 156–167.
- [9] Башкиров, Е.К. Спонтанное излучение двух двухуровневых атомов в неидеальном резонаторе / Е.К. Башкиров // Известия РАН. Серия Физическая. – 2004. – Т. 68. – № 9. – С. 1292–1295.

Поступила в редакцию 10/II/2006;  
в окончательном варианте — 17/IV/2006.

**THE DYNAMICS OF TWO TWO-LEVEL ATOMS  
IN A FINITE-Q CAVITY WITH ATOM DISSIPATION<sup>4</sup>**© 2006 E.K. Bashkirov<sup>5</sup> M.S. Rusakova<sup>6</sup>

In the paper a temporal behaviour of a two two-level atoms in a finite-Q cavity with atom dissipation is considered. The analytic expressions for mean photon number and atomic populations are obtained on the basis of master equation solution for coherent input. System observables dynamics is studied for coherent initial field state for various system parameters values. The field mode statistics is considered.

Paper received 10/II/2006.

Paper accepted 17/IV/2006.

---

<sup>4</sup>Communicated by Dr. Sci. (Phys. & Math.) Prof. A.P. Martynenko.

<sup>5</sup>Bashkirov Eugeney Konstantinovich ([bash@ssu.samara.ru](mailto:bash@ssu.samara.ru)), Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.

<sup>6</sup>Rusakova Margarita Sergeevna ([ruma\\_\\_@ssu.samara.ru](mailto:ruma__@ssu.samara.ru)), Dept. of Informatics and Computing Mathematics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.