

ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА С МНОГОФОТОННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ В НЕИДЕАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ С РАССТРОЙКОЙ¹

© 2005 Е.К. Башкиров², М.С. Русакова³

В работе исследована динамика двухуровневого атома, взаимодействующего с квантовым электромагнитным полем посредством многофотонных переходов в неидеальном резонаторе. На основе решения управляющего уравнения для матрицы плотности получены аналитические выражения для среднего числа фотонов и атомных населенностей для вакуумного начального состояния поля. Для когерентного начального состояния поля проведено компьютерное моделирование эволюции наблюдаемых при различном выборе параметров модели. Показана возможность суперпуассоновской статистики фотонной моды.

Введение

Спонтанное излучение атома в резонаторе является одной из важнейших задач современной квантовой электродинамики. Особый интерес к данной проблеме в последние годы инициирован экспериментами по исследованию излучения одноатомного микромазера и лазера [1]. Теоретический анализ поведения одноатомного мазера и лазера может быть проведен на основе модели Джейнса—Каммингса [2]. Модель Джейнса—Каммингса является простейшей нетривиальной точно решаемой моделью квантовой оптики, используемой для описания взаимодействия излучения с веществом. Несмотря на простоту, указанная модель отличается богатством содержания. На ее основе можно описать целый ряд нелинейных квантовых эффектов: затухание и восстановление осцилляций Раби, сжатие света, субпуассоновскую статистику света [3–8]. Модель Джейнса—Каммингса широ-

¹Представлена доктором физико-математических наук профессором В.А. Салеевым.

²Башкиров Евгений Константинович (bash@ssu.samara.ru), кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, Россия, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

³Русакова Маргарита Сергеевна (margarita__@mail.ru), кафедра информатики и вычислительной математики Самарского государственного университета, 443011, Россия, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

ко используется не только в теории одноатомного лазера, но и в квантовой теории лазера, квантовой криптографии, квантовонеразрушающих измерениях, физике квантовой информации и др. [9]. Исходная модель описывает взаимодействие двухуровневого атома с модой квантового поля в резонаторе в дипольном приближении и приближении вращающейся волны. Естественным обобщением модели является учет трех уровней в атоме, а также многофотонных переходов через промежуточные или виртуальные уровни. Другое обобщение модели, необходимое при описании свойств одноатомных лазеров и лазеров, связано с учетом возможных потерь фотонов из резонатора. Диссипативная динамика модели Джейнса–Каммингса и ее простейших обобщений в резонаторе конечной добротности рассматривалась рядом авторов как для случая однофотонных [10–17], так и для двухфотонных [18, 19] переходов в двух- и трехуровневых атомах. Представляет интерес обобщить указанные результаты для модели с произвольными многофотонными переходами в двухуровневом атоме, принимая во внимание расстройку частот между атомом и полевой модой.

1. Гамильтониан и кинетическое уравнение

Рассматриваемая система включает в себя двухуровневый атом с частотой однофотонного перехода ω_0 , нерезонансно взаимодействующий с единичной модой квантованного поля излучения частоты ω посредством m -фотонных переходов. Данная система описывается при помощи гамильтониана

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

где $H_A = \hbar\omega_0 R^z$ — гамильтониан свободного двухуровневого атома; $H_F = \hbar\omega a^+ a$ — гамильтониан свободного электромагнитного поля и $H_{AF} = \hbar g(a^m R^+ + (a^+)^m R^-)$ — гамильтониан взаимодействия. Здесь a^+ (a) — операторы рождения (уничтожения) фотонов, R^\pm — операторы, описывающие переходы между основным и возбужденным уровнями в двухуровневом атоме, R^z — оператор инверсии и g — постоянная связи "атом–поле". Введем величину Δ :

$$\Delta = m\omega - \omega_0.$$

В дальнейшем будем ссылаться на Δ как на параметр расстройки.

Уравнение эволюции для матрицы плотности ρ комбинированной системы "атом+поле" в резонаторе конечной добротности выглядит следующим образом [2]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -i/\hbar [H, \rho] - k(a^+ a \rho - 2 a \rho a^+ + \rho a^+ a), \quad (1.2)$$

где $2k$ — скорость утечки фотонов из резонатора.

Выбирая следующее представление

$$W = e^{\frac{i}{\hbar} H t} \rho(t) e^{-\frac{i}{\hbar} H t},$$

из уравнения (2.2) можно получить уравнение для матрицы плотности в виде

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -k (a^+ a W - 2 a W a^+ + W a^+ a), \quad (1.3)$$

Решение уравнения (2.3) удобно искать в представлении "одетых" состояний, т.е. в представлении, состоящем из полного набора собственных функций гамильтониана H_{AF} . Для случая, когда атом первоначально находится в возбужденном состоянии и потери из резонатора отсутствуют, полный набор представлен состояниями

$$|\Psi_n^\pm\rangle = \sqrt{\frac{1 \mp \delta(n)}{2}} |2, n\rangle \pm \sqrt{\frac{1 \pm \delta(n)}{2}} |1, n+m\rangle, \quad (1.4)$$

$$E_n^\pm = \hbar\omega \left(n + \frac{m}{2} \right) \pm \frac{1}{2} \hbar\Omega(n),$$

где $\Omega(n) = \sqrt{\Delta^2 + 4g^2(n+m)!/n!}$, $\delta(n) = \Delta/\Omega(n)$. Здесь $|\alpha; n\rangle$ — собственные состояния гамильтониана (2.1) без учета взаимодействия, т.е. $H_A + H_F$:

$$|\alpha; n\rangle = |\alpha\rangle_A |n\rangle_F,$$

где $\alpha = 1, 2$; $n = 0, 1, 2, \dots$

В случае резонатора конечной добротности к набору состояний (2.4) необходимо добавить состояния, учитывающие возможность уменьшения числа фотонов за счет утечки из резонатора без изменения состояния атома,

$$|\Psi^{leak}\rangle = |1; l\rangle, (l = 0, 1, 2, \dots, m-1)$$

и соответствующие энергии $E = \hbar\omega l - \frac{1}{2} \hbar\omega_0$.

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

$$\begin{aligned} \langle \Psi_n^+ | \dot{W} | \Psi_n^+ \rangle &= -k[2n + m(1 + \delta\{n\})] \langle \Psi_n^+ | W | \Psi_n^+ \rangle + \\ &+ 2k \left[(\gamma_n^+)^2 \langle \Psi_{n+1}^+ | W | \Psi_{n+1}^+ \rangle + (\gamma_n^-)^2 \langle \Psi_{n+1}^- | W | \Psi_{n+1}^- \rangle \right], \end{aligned} \quad (1.5)$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi_n^- | \dot{W} | \Psi_n^- \rangle &= -k[2n + m(1 - \delta\{n\})] \langle \Psi_n^- | W | \Psi_n^- \rangle + \\ &+ 2k \left[(\Gamma_n^-)^2 \langle \Psi_{n+1}^+ | W | \Psi_{n+1}^+ \rangle + (\Gamma_n^+)^2 \langle \Psi_{n+1}^- | W | \Psi_{n+1}^- \rangle \right]. \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi_l^{leak} | \dot{W} | \Psi_l^{leak} \rangle &= -2k(l \langle \Psi_l^{leak} | W | \Psi_l^{leak} \rangle + (l+1) \langle \Psi_{l+1}^{leak} | W | \Psi_{l+1}^{leak} \rangle), \\ l &= 0, 1, 2, \dots, m-2. \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{m-1}^{leak} | \dot{W} | \Psi_{m-1}^{leak} \rangle &= -k \left(2(m-1) \langle \Psi_{m-1}^{leak} | W | \Psi_{m-1}^{leak} \rangle - \right. \\ &\left. - m[(1 + \delta\{0\}) \langle \Psi_0^+ | W | \Psi_0^+ \rangle + (1 - \delta\{0\}) \langle \Psi_0^- | W | \Psi_0^- \rangle] \right). \end{aligned} \quad (1.8)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_n^+ &= \frac{1}{2} \left(\sqrt{(n+1)(1-\delta\{n\})(1-\delta\{n+1\})} + \sqrt{(n+m+1)(1+\delta\{n\})(1+\delta\{n+1\})} \right), \\ \gamma_n^- &= \frac{1}{2} \left(\sqrt{(n+1)(1-\delta\{n\})(1+\delta\{n+1\})} - \sqrt{(n+m+1)(1+\delta\{n\})(1-\delta\{n+1\})} \right), \\ \Gamma_n^- &= \frac{1}{2} \left(\sqrt{(n+1)(1+\delta\{n\})(1-\delta\{n+1\})} - \sqrt{(n+m+1)(1-\delta\{n\})(1+\delta\{n+1\})} \right), \end{aligned}$$

$$\Gamma_n^+ = \frac{1}{2} (\sqrt{(n+1)(1+\delta\{n\})(1+\delta\{n+1\})} + \sqrt{(n+m+1)(1-\delta\{n\})(1-\delta\{n+1\})}),$$

Ненулевые недиагональные элементы матрицы W описываются уравнениями

$$\langle \Psi_n^\pm | \dot{W}(t) | \Psi_n^\mp \rangle = -k(2n+m) \langle \Psi_n^\pm | W | \Psi_n^\mp \rangle. \quad (1.9)$$

Решения уравнений (2.9) имеют вид

$$\langle \Psi_n^\pm | W(t) | \Psi_n^\mp \rangle = \langle \Psi_n^\pm | W(0) | \Psi_n^\mp \rangle \exp(-k(2n+m)t).$$

Решения уравнений (2.5)–(2.8) для произвольного начального состояния атома и поля могут быть найдены только численными методами.

2. Случай вакуумного начального состояния поля

Для случая вакуумного начального состояния поля и возбужденного начального состояния атома матрицу плотности W в начальный момент времени можно представить как

$$W(0) = |0\rangle_F |2\rangle_A \langle 0|_F \langle 2|_A,$$

или в терминах "одетых" состояний

$$\begin{aligned} W(0) &= \frac{1-\delta(0)}{2} |\Psi_0^+\rangle \langle \Psi_0^+| + \frac{1+\delta(0)}{2} |\Psi_0^-\rangle \langle \Psi_0^-| + \\ &+ \frac{\sqrt{1-\delta^2(0)}}{2} (|\Psi_0^+\rangle \langle \Psi_0^-| + |\Psi_0^-\rangle \langle \Psi_0^+|). \end{aligned}$$

В таком случае решения уравнений (2.5)–(2.8) есть

$$\langle \Psi_0^\pm | W | \Psi_0^\pm \rangle = \frac{1 \mp \delta(0)}{2} \exp\{-kt(2n+m[1 \pm \delta\{0\}])\},$$

$$\langle \Psi_0^\pm | W | \Psi_0^\mp \rangle = \frac{\sqrt{1-\delta^2(0)}}{2} \exp\{-kt(2n+m)\}.$$

$$\langle \Psi_{m-l}^{leak} | W | \Psi_{m-l}^{leak} \rangle = \sum_{j=1}^l B_j^l e^{-2kt(m-j)} + B_0^l e^{-mkt(1+\delta\{0\})},$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi_0^{leak} | W | \Psi_0^{leak} \rangle &= \sum_{j=1}^{m-1} \frac{B_j^1}{j-m} e^{-2kt(m-j)} - \frac{2B_0^1}{m(1+\delta\{0\})} e^{-mkt(1+\delta\{0\})} + \\ &+ \sum_{j=1}^{m-1} \frac{B_j^1}{m-j} + \frac{2B_0^1}{m(1+\delta\{0\})}, \end{aligned}$$

где коэффициенты B_j^l подчиняются рекуррентным соотношениям

$$B_j^l = -\frac{m-l+1}{l-j} B_j^{l-1}, \quad j \neq l,$$

$$B_l^l = -\sum_{i=0}^{l-1} B_i^l, \quad l = 1, 2, 3, \dots, m-1.$$

Здесь

$$B_0^l = \frac{2(m-l+1)}{m(1-\delta\{0\})-2l} B_0^{l-1},$$

$$B_0^1 = \frac{m(1-\delta^2\{0\})}{m(1-\delta\{0\})-2}.$$

Используя найденные решения, можно получить средние значения любых наблюдаемых величин O :

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

где

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

Для рассматриваемого случая для среднего числа фотонов и средних населенностей атомных уровней получаем

$$\langle N(t) \rangle = \frac{1}{2}m(1+\delta\{0\})[1 - (1-\delta\{0\})\cos(\Omega(0)t)] \exp\{-mkt(1+\delta\{0\})\} +$$

$$+ \sum_{l=1}^{m-1} (m-l) \left(\sum_{j=1}^l B_j^l \exp\{-2kt(m-j)\} + B_0^l \exp\{-mkt(1+\delta\{0\})\} \right),$$

$$\langle R_2(t) \rangle = \exp\{-mkt(1+\delta\{0\})\} [\delta^2(0) \sin^2(0.5\Omega(0)t) + \cos^2(0.5\Omega(0)t)],$$

$$\langle R_1(t) \rangle = 0.5(1-\delta^2\{0\})[1 - \cos(\Omega(0)t)] \exp\{-mkt(1+\delta\{0\})\} +$$

$$+ \sum_{l=1}^{m-1} \left[\sum_{j=1}^l B_j^l \exp\{-2kt(m-j)\} + B_0^l \exp\{-mkt(1+\delta\{0\})\} \right] +$$

$$+ \sum_{j=1}^{m-1} \frac{B_j^1}{j-m} (\exp\{-2kt(m-j)\} - 1) -$$

$$- \frac{2B_0^1}{m(1+\delta\{0\})} (\exp\{-mkt(1+\delta\{0\})\} - 1).$$

Для временного поведения наблюдаемых имеют место характерные вакуумные осцилляции Раби с релаксационно затухающими амплитудами колебаний.

3. Случай когерентного начального состояния поля

Для когерентного начального состояния поля и для возбужденного начального состояния атома матрицу плотности можно представить как

$$\rho(0) = \rho_A(0)\rho_F(0),$$

$$W_F(0) = \sum_{n=0}^{\infty} p_n |n\rangle \langle n|,$$

где $p_n = \exp(-\bar{n})(\bar{n}^n)/n!$. В представлении "одетых" состояний начальная матрица плотности принимает вид:

$$W(0) = \frac{1 - \delta(n)}{2} |\Psi_n^+\rangle\langle\Psi_n^+| + \frac{1 + \delta(n)}{2} |\Psi_n^-\rangle\langle\Psi_n^-| + \frac{\sqrt{1 - \delta^2(n)}}{2} (|\Psi_n^+\rangle\langle\Psi_n^-| + |\Psi_n^-\rangle\langle\Psi_n^+|).$$

Для среднего числа фотонов и атомных населенностей в рассматриваемом случае получаем:

$$\begin{aligned} \langle N(t) \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} [(n + 0.5m[1 + \delta\{n\}])\langle\Psi_n^+|W|\Psi_n^+\rangle + \\ &+ (n + 0.5m[1 - \delta\{n\}])\langle\Psi_n^-|W|\Psi_n^-\rangle - \\ &- m\sqrt{1 - \delta^2(n)}\cos(\Omega(n)t)\langle\Psi_n^+|W|\Psi_n^-\rangle] + \sum_{l=0}^{m-1} l\langle\Psi_l^{leak}|W|\Psi_l^{leak}\rangle, \\ \langle R_1(t) \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} [0.5(1 + \delta\{n\})\langle\Psi_n^+|W|\Psi_n^+\rangle + 0.5(1 - \delta\{n\})\langle\Psi_n^-|W|\Psi_n^-\rangle - \\ &- \sqrt{1 - \delta^2(n)}\cos(\Omega(n)t)\langle\Psi_n^+|W|\Psi_n^-\rangle] + \sum_{l=0}^{m-1} \langle\Psi_l^{leak}|W|\Psi_l^{leak}\rangle, \\ \langle R_2(t) \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} [0.5(1 - \delta\{n\})\langle\Psi_n^+|W|\Psi_n^+\rangle + 0.5(1 + \delta\{n\})\langle\Psi_n^-|W|\Psi_n^-\rangle + \\ &+ \sqrt{1 - \delta^2(n)}\cos(\Omega(n)t)\langle\Psi_n^+|W|\Psi_n^-\rangle]. \end{aligned}$$

Результаты численных расчетов для временной эволюции среднего числа фотонов и атомных населенностей представлены на графиках (1)–(3).

На рис. 1 представлены графики для временной зависимости среднего числа фотонов в полевой моде для различных значений параметра расстройки. В отсутствие расстройки наблюдаются четкие периодические затухания и восстановления осцилляций Раби. При увеличении расстройки система в течение нескольких восстановлений и затуханий переходит в хаотическое состояние. При большом значении параметра расстройки поведение системы носит чистый релаксационный характер.

Рис. 2 иллюстрирует особенности эволюции среднего числа фотонов при различных значениях добротности резонатора. Уменьшение добротности резонатора приводит, естественно, к ускорению релаксационных процессов системы.

На рис. 3 отображена динамика средней атомной населенности основного состояния для различных типов переходов. Для однофотонного перехода имеют место характерные восстановления и затухания осцилляций Раби, обусловленные интерференцией состояний с определенным числом фотонов.

Для многофотонных процессов подобная интерференция носит деструктивный характер, что хорошо заметно уже для трехфотонных переходов. Интересной особенностью эволюции населенностей является существование особых квазистационарных состояний для атома, которые существуют на временах жизни фотонной подсистемы.

4. Корреляционная функция второго порядка. Эффекты группировки и антигруппировки фотонов

Для исследования статистики света необходимо исследовать временное поведение двухчастичной фотонной корреляционной функции. Для рассматриваемой модели в случае начального когерентного состояния поля корреляционная функция второго порядка вычисляется как

$$G^{(2)}(t) = \frac{1}{2 \langle N \rangle^2} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} [\xi^{++} \langle \Psi_n^+ | W | \Psi_n^+ \rangle + \xi^{--} \langle \Psi_n^- | W | \Psi_n^- \rangle + 2 \sqrt{1 - \delta_n^2} \xi^{+-} \cos(\Omega(n)t) \langle \Psi_n^+ | W | \Psi_n^- \rangle] + \sum_{l=0}^{m-1} l(l-1) \langle \Psi^{leak} | W | \Psi^{leak} \rangle \right\} - 1;$$

здесь

$$\begin{aligned} \xi^{++} &= n(n-1)(1-\delta_n) + (n+m)(n+m-1)(1+\delta_n); \\ \xi^{--} &= n(n-1)(1+\delta_n) + (n+m)(n+m-1)(1-\delta_n); \\ \xi^{+-} &= n(n-1) - (n+m)(n+m-1)(1-\delta_n). \end{aligned}$$

Анализ данного выражения может быть проведен только численными методами.

Результаты компьютерного моделирования динамики корреляционной функции второго порядка представлены на рис. 4. В отсутствие расстройки динамика корреляционной функции представлена характерными затуханиями и восстановлениями осцилляций Раби вблизи нулевого уровня, что соответствует изменению статистики поля от суб- до суперпуассоновской и пуассоновской. При отличных от нуля расстройках фотонная подсистема переходит от субпуассоновского типа статистики (на малых временах) к суперпуассоновскому (на временах релаксации фотонной подсистемы). При увеличении расстройки такой переход становится более ярко выраженным. Подобное поведение системы наглядно демонстрирует неклассический характер эволюции.

Заключение

В итоге проведенных исследований для модели двухуровневого атома с многофотонными переходами и расстройкой в неидеальном резонаторе получены следующие результаты:

- найдены аналитические решения для среднего числа фотонов, средних атомных населенностей для случая вакуумного начального состояния поля;
- предсказан эффект затухания и восстановления осцилляций Раби в рассматриваемой модели для начального когерентного состояния поля;
- предсказано существование квазистационарных уровней атомных населенностей на временах релаксации фотонной подсистемы для когерентного начального состояния поля;
- предсказана возможность генерации полей с суб- и суперпуассоновской статистикой при когерентном начальном состоянии электромагнитного поля.

Все параметры на графиках представлены в относительных единицах константы связи g .

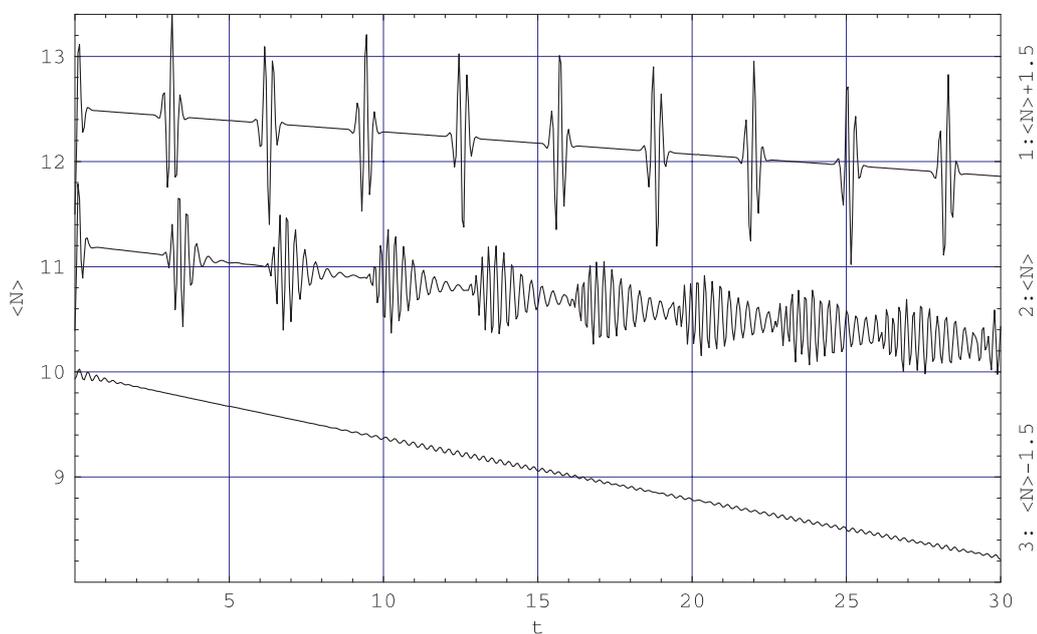


Рис. 1. Среднее число фотонов для значений параметров $\langle N \rangle = 10$, $m = 2$, $g = 1$ и $k = 0.001$ и (сверху вниз): **1.** $\delta = 0$; **2.** $\delta = 10$; **3.** $\delta = 100$. График 1 соответствует значению $\langle N \rangle - 1.5$, график 3 — значению $\langle N + 1.5 \rangle$

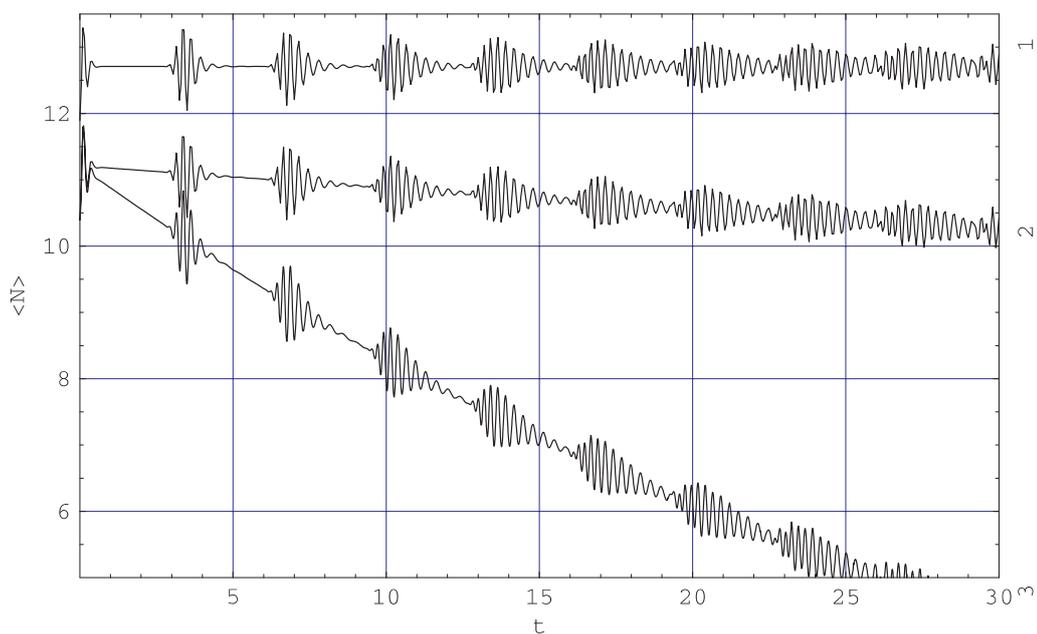


Рис. 2. Среднее число фотонов для значений параметров $\langle N \rangle = 10$, $m = 2$, $\delta = 10$, $g = 1$ и (сверху вниз): **1.** $k = 0$; **2.** $k = 0.001$; **3.** $k = 0.01$. График 1 (для $k = 0$) соответствует значению $\langle N \rangle + 1.5$

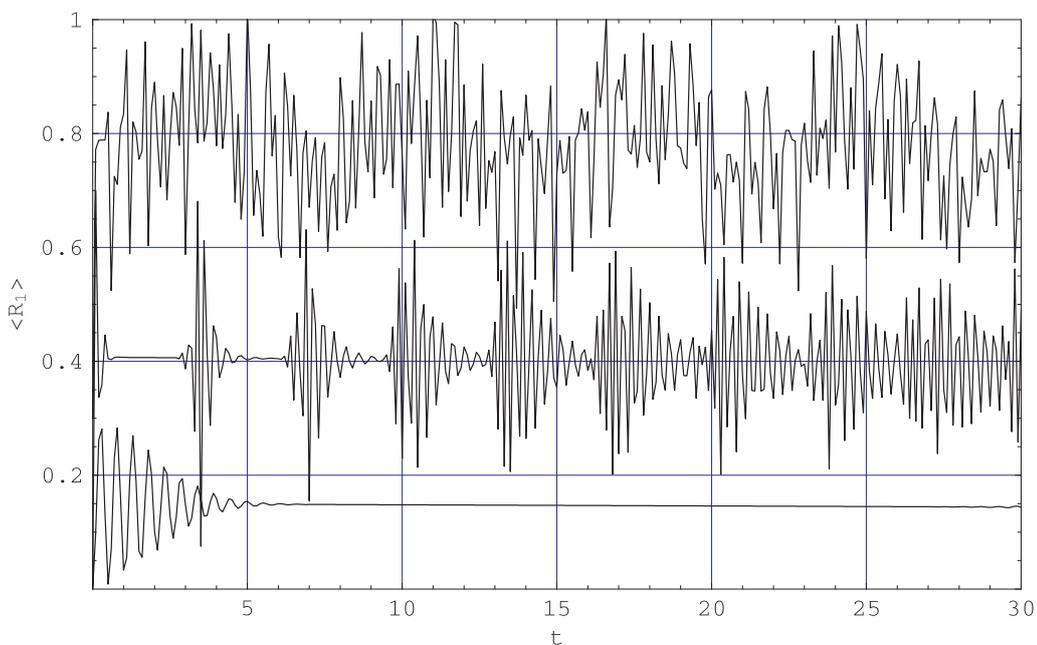


Рис. 3. Средняя атомная населенность основного состояния для значений параметров $\langle N \rangle = 10$, $\delta = 10$, $g = 1$, $k = 0.001$ и (сверху вниз): **1.** $m = 3$; **2.** $m = 2$; **3.** $m = 1$. График населенности для $m = 3$ соответствует значению $\langle R_1 \rangle + 0.3$

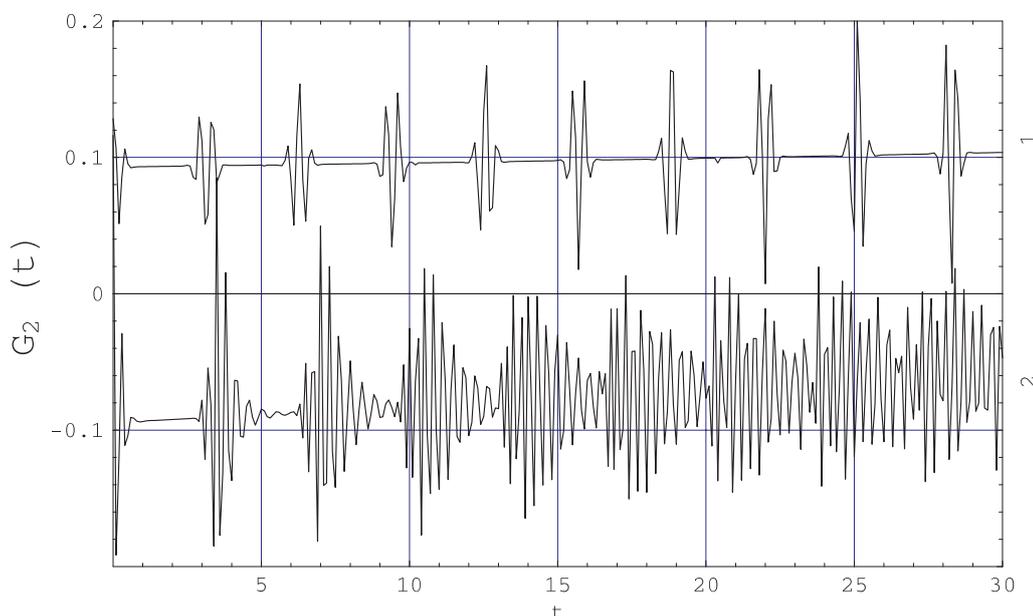


Рис. 4. Корреляционная функция второго порядка для $\langle N \rangle = 8$, $k = 0.001$, $g = 1$, $m = 2$, и (сверху вниз): **1.** $\delta = 0$; **2.** $\delta = 10$. График 1 соответствует значению $G_2(t) + 0.1$

Литература

- [1] Scally M.O., Zubairy M.S. Quantum Optics // Скалли М.О., Зубайри М.С. Квантовая оптика / Пер. с англ.; Под ред. В.В.Самарцева. М.: Физматлит, 2003. 690 с.
- [2] Mandel L. Optical coherence and quantum optics // Мандель Л., Вольф Э. Оптическая когерентность и квантовая оптика / Пер. с англ.; Под ред. В.В.Самарцева. М.: Наука. Физматлит, 2000. 896 с.
- [3] Eberly J.H., Narogny N.B., Sanchez-Mondragon J.J. Periodic Spontaneous Collapse and Revival in a Simple Quantum Model // Phys. Rev. Lett. V. 44. No. 20. 1980. P. 1323–1326.
- [4] Narozhny N.B., Sanches-Mondragon J.J., Eberly J.H. Coherence versus incoherence: Collapse and revival in a simple quantum model // Phys. Rev. A. V. 23. No. 1. 1980. P. 236–247.
- [5] Вальтер Г. Одноатомный мазер и другие эксперименты по квантовой электродинамике резонатора // УФН. Т. 166. №4. 1996. С. 777–794.
- [6] Zaheer K., Sukail Zubairy M. Squeezed states of the radiation field // Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics. V. 28. No. 1. 1990. P. 143–233.
- [7] Weidinger M., Varcoe B.T.H., Heerlin R. et al. Trapping states in the micromaser // Phys. Rev. Lett. V. 82. No. 19. 1999. P. 3795–3799.

- [8] Masyak P., Quantum entanglement production in a micromaser // *Phys. Rev. A*. V. 66. No. 9. 2002. P. 1–9.
- [9] Bowmeester D., Ekert A., Zeilinger A. The Physics of Quantum Information // Бауместер Д., Экерт А., Цайлингер А. Физика квантовой информации / Пер. с англ. М.: Постмаркет, 2002. 376 с.
- [10] Puri R.R., Agarwal G.S. Collapse and revival phenomena in the Jaynes—Cummings model with cavity damping // *Phys. Rev. A*. V. 33. No. 5. 1986. P. 3610–3614.
- [11] Puri R.R. Finite-Q cavity electrodynamics: dynamical and statistical aspects // *Phys. Rev. A*. V. 35. No. 8. 1987. P. 3433–3449.
- [12] Oraevsky A.N. Spontaneous emission in a cavity // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. V. 37. No. 4. 1994. P. 415–427.
- [13] Orzag M., Roa L., Ramirez R. Generation of pure states in a two-photon micromaser: effects of finite detuning and cavity losses // *Phys. Rev. A*. V. 48. No. 6. 1993. P. 4648–4653.
- [14] van Wonderen A.J. Exact solution of the Jaynes—Cummings model with cavity damping // *Phys. Rev. A*. V. 56. No. 4. 1997. P. 3116–3128.
- [15] Башкиров Е.К., Русакова М.С. Динамика трехуровневого атома Ξ -типа в неидеальном резонаторе // *Теоретическая физика*. Т. 2. 2002. С. 52–66.
- [16] Башкиров Е.К., Мангулова Е.Г. Динамика двух двухуровневых атомов в неидеальном резонаторе // *Известия РАН. Серия физическая*. 2000. Т. 64. №10. С. 2075–2079.
- [17] Башкиров Е.К. Спонтанное излучение двух двухуровневых атомов в неидеальном резонаторе // *Известия РАН. Серия Физическая*. 2004. Т. 68. №9. С. 1292–1295.
- [18] Puri R.R., Agarwal G.S. Coherent two-photon transitions in Rydberg atoms in the cavity with finite Q // *Phys. Rev. A*. V. 39. No. 10. 1988. P. 3879–3883.
- [19] Seke J., Rattay F., Hittmair J. Two- and one-photon transitions in a three-level atom inside a cavity with arbitrary damping // *Phys. Rev. A*. V. 42. No. 9. 1990. P. 5522–5529.

Поступила в редакцию 14/XII/2004;
в окончательном варианте — 14/XII/2004.

**TIME EVOLUTION OF A TWO-LEVEL ATOM WITH
MULTIPHOTON TRANSITIONS IN A DETUNED
FINITE-Q CAVITY⁴**

© 2005 E.K. Bashkirov⁵ M.S. Rusakova⁶

In the paper the dynamics of a two-level atom interacting with quantum electromagnetic field by multiphoton transitions is considered. The analytic expressions for mean photon number and atomic populations are obtained on the basis of master equation solution for initial vacuum field state. Computer modeling for system observables evolution is carried out for various model parameter values and coherent initial field state. The possibility of superpoisson field mode statistics existence is revealed.

Paper received 14/*XII*/2004.

Paper accepted 14/*XII*/2004.

⁴Communicated by Dr. Sci. (Phys. & Math.) V.A. Saleev.

⁵Bashkirov Eugeny Konstantinovich (bash@ssu.samara.ru), Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.

⁶Rusakova Margarita Sergeevna (margarita__@mail.ru), Dept. of Informatics and Computing Mathematics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.