сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P17-85-75

Н.Н.Боголюбов (мл.), Нгуен Динь Винь,*
Фам Ле Киен,* А.С.Шумовский

ДИНАМИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА

* Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

1985

Боголюбов Н.Н. /мл./ и др. P17-85-75

Динамическое поведение дипольного момента трехуровневого атома

Исследованы развитие во времени дипольного момента трехуровневого атома, взаимодействующего с двумя резонансными модами поля излучения, и явление чередования ослаблений и возобновлений осцилляций огибающих этой динамической величины.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Bogolubov N.N. (Jr.) et al. P17-85-75

Dynamic Behaviour of the Dipole Moment of a Three-Level Atom

The time evolution of the dipole moment of a three-level atom interacting with two resonant modes of the radiation field, and the collapse and revival phenomenon are examined.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985

В последнее время возрастает интерес к проблеме динамики трехуровневого атома, взаимодействующего с электромагнитным полем /см. [1-3] и там литературу/. В [1] представлена точно решаемая модель трехуровневого атома, взаимодействующего с двумя резонансными модами поля излучения. Строгие исследования динамического поведения чисел фотонов и населенностей уровней выполнены в [2,3]. Целью настоящей работы является изучение развития во времени составляющих дипольного момента атома, характеризуемых операторами переходов [1,7,8].

Рассмотрим трехуровневый атом /см. рис.1/ с двумя разрешенными переходами 1-3 и 2-3. Пусть атом находится в покое в замкнутой полости и взаимодействует с двухмодовым резонансным квантованным полем излучения. Модельный гамильтониан такой системы в дипольном приближении и приближении вращающейся волны имеет вид [1,7]

$$H = \sum_{j=1}^{3} \hbar\Omega_j \hat{R}_{jj} + \sum_{\alpha=1}^{2} \hbar\omega_\alpha \hat{a}_\alpha^+ \hat{a}_\alpha + \sum_{\alpha=1}^{2} \hbar g_\alpha (\hat{a}_\alpha \hat{R}_{3\alpha} + \hat{a}_\alpha^+ \hat{R}_{\alpha 3}) . \qquad /1/$$

Здесь операторы $\hat{R}_{ij} = |i\rangle\langle j|$ описывают населенности уровней /при $i = j$ / и атомные дипольные переходы /при $i \neq j$ /. Они удовлетворяют следующим очевидным соотношениям [1]:

$$\hat{R}_{ij} \hat{R}_{k\ell} = \hat{R}_{i\ell}\, \delta_{kj} . \qquad /2/$$

Оператор $\hat{a}_\alpha$ ($\hat{a}_\alpha^+$) описывает уничтожение /рождение/ фотона в моде α с резонансной частотой ω_α

$$\omega_\alpha = \Omega_3 - \Omega_\alpha . \qquad /3/$$

где $\hbar\Omega_j$ - энергия уровня j.

Рис.1. Структура энергетических уровней и переходов рассматриваемого трехуровневого атома.

Константы взаимодействия g_α имеют вид [8]

$$g_\alpha = \sqrt{\frac{2\pi\omega_\alpha}{\hbar V}}\,\vec{\epsilon}_\alpha \vec{d}_{\alpha 3}\,, \tag{4}$$

где $\vec{\epsilon}_\alpha$ - вектор поляризации моды α, $\vec{d}_{\alpha 3}$ - компонент дипольного момента атома, связанный с переходом $\alpha \to 3$, V - объем полости. Оператор полного дипольного момента $\hat{\vec{d}}$ есть [7]:

$$\hat{\vec{d}} = \hat{\vec{d}}_1 + \hat{\vec{d}}_2\,, \tag{5}$$

где

$$\hat{\vec{d}}_\alpha = -i\vec{d}_{\alpha 3}(\hat{R}_{\alpha 3} - \hat{R}_{3\alpha})\,. \tag{6}$$

Сначала заметим, что операторы

$$\hat{M}_\alpha \equiv \hat{N}_\alpha - \hat{R}_{\alpha\alpha} = \hat{a}^+_\alpha \hat{a}_\alpha - \hat{R}_{\alpha\alpha}\,, \quad \hat{C} \equiv \sum_{\alpha=1}^{2} g_\alpha(\hat{a}_\alpha \hat{R}_{3\alpha} + \hat{a}^+_\alpha \hat{R}_{\alpha 3}) \tag{7}$$

коммутируют с гамильтонианом $\hat{H}$ и друг с другом [1]. Таким образом, они являются интегралами движения. Введем для удобства следующие постоянные операторы [1]:

$$\hat{\lambda}_\alpha \equiv g_\alpha \sqrt{\hat{M}_\alpha + 1}\,, \qquad \hat{\lambda} \equiv \sqrt{\hat{\lambda}_1^2 + \hat{\lambda}_2^2}\,. \tag{8}$$

Тогда имеем

$$\hat{C}^2 = \hat{K} + \hat{\lambda}^2\,, \tag{9}$$

где оператор

$$\hat{K} \equiv g_1 g_2(\hat{a}_1 \hat{a}_2^+ \hat{R}_{21} + \hat{a}_1^+ \hat{a}_2 \hat{R}_{12}) - \hat{\lambda}_1^2 \hat{R}_{22} - \hat{\lambda}_2^2 \hat{R}_{11} \tag{10}$$

также не зависит от времени. С другой стороны,

$$\hat{C}\hat{K} = 0. \tag{11}$$

Отсюда нетрудно показать, что для произвольного целого $n \geq 1$

$$\hat{C}^{2n} = (\hat{K} + \hat{\lambda}^2)\hat{\lambda}^{2(n-1)}, \quad \hat{C}^{2n+1} = \hat{C}\hat{\lambda}^{2n}. \tag{12}$$

Используя эти формулы, мы можем получить

$$\exp(i\hat{C}t) = \frac{\hat{C}^2}{\hat{\lambda}^2}\cos\hat{\lambda}t + i\frac{\hat{C}}{\hat{\lambda}}\sin\hat{\lambda}t - \frac{\hat{K}}{\hat{\lambda}^2}\,;$$
$$\exp(-i\hat{C}t) = \frac{\hat{C}^2}{\hat{\lambda}^2}\cos\hat{\lambda}t - i\frac{\hat{C}}{\hat{\lambda}}\sin\hat{\lambda}t - \frac{\hat{K}}{\hat{\lambda}^2}\,. \tag{13}$$

Пусть $\hat{\mathcal{C}}$ - произвольный оператор. Его эволюция в представлении Гейзенберга имеет вид

$$\hat{\mathcal{O}}(t) = \exp[\tfrac{i}{\hbar}\hat{H}t]\,\hat{\mathcal{C}}\exp[-\tfrac{i}{\hbar}\hat{H}t]\,. \tag{14}$$

Нетрудно показать, что для $\hat{\mathcal{C}} = \hat{R}_{\alpha 3}$ имеем

$$\hat{R}_{\alpha 3}(t)\,e^{-i\omega_\alpha t} = \exp(i\hat{C}t)\hat{R}_{\alpha 3}\exp(-i\hat{C}t)\,. \tag{15}$$

Подставим /13/ в /15/ и преобразуем полученное выражение с помощью следующего легко доказанного соотношения:

$$f(\hat{\lambda}^2)\hat{R}_{\alpha 3} = \hat{R}_{\alpha 3} f(\hat{\lambda}^2 - g_\alpha^2)\,, \tag{16}$$

где f - произвольная функция. Тогда получим

$$\hat{R}_{\alpha 3}(t)\,e^{i\omega_\alpha t} = \hat{\beta}_{\alpha 3}\cos(\sqrt{\hat{\lambda}^2 - g_\alpha^2}\,t)\cos\hat{\lambda}t + \hat{\gamma}_{\alpha 3}\sin(\sqrt{\hat{\lambda}^2 - g_\alpha^2}\,t)\sin\hat{\lambda}t +$$
$$+ \hat{u}_{\alpha 3}\cos\hat{\lambda}t + i\hat{v}_{\alpha 3}\sin\hat{\lambda}t + i\hat{\mu}_{\alpha 3}\cos(\sqrt{\hat{\lambda}^2 - g_\alpha^2}\,t)\sin\hat{\lambda}t +$$
$$+ i\hat{\eta}_{\alpha 3}\sin(\sqrt{\hat{\lambda}^2 - g_\alpha^2}\,t)\cos\hat{\lambda}t\,. \tag{17}$$

Здесь введены обозначения

$$\hat{\beta}_{\alpha 3} = \hat{\lambda}^{-2}(\hat{\lambda}_\alpha^2 \hat{R}_{\alpha 3} + g_1 g_2 \hat{a}_\alpha \hat{a}^+_{\bar{\alpha}} \hat{R}_{\bar{\alpha}3}),$$

$$\hat{\gamma}_{\alpha 3} = \frac{g_\alpha}{\hat{\lambda}\sqrt{\hat{\lambda}^2 + g_\alpha^2}}(g_1 \hat{a}_1 \hat{R}_{31} + g_2 \hat{a}_2 \hat{R}_{32})\hat{a}_\alpha\,,$$

$$\hat{u}_{\alpha 3} = \hat{\lambda}^{-2}(\hat{\lambda}^2_{\bar{\alpha}} \hat{R}_{\alpha 3} - g_1 g_2 \hat{a}_\alpha \hat{a}^+_{\bar{\alpha}} \hat{R}_{\bar{\alpha}3})\,,$$

$$\hat{v}_{\alpha 3} = \frac{1}{\hat{\lambda}^2\sqrt{\hat{\lambda}^2 + g_\alpha^2}}\{g_\alpha[\hat{K} + \hat{\lambda}^2 \hat{R}_{\bar{\alpha}\bar{\alpha}}]\hat{a}_\alpha - \hat{\lambda}^2 g_{\bar{\alpha}} \hat{a}_{\bar{\alpha}} \hat{R}_{\alpha\bar{\alpha}}\}\,, \tag{18}$$

$$\hat{\mu}_{\alpha 3} = -\frac{g_\alpha}{\hat{\lambda}^2\sqrt{\hat{\lambda}^2 + g_\alpha^2}}[\hat{K} + \hat{\lambda}^2(1 - \hat{R}_{33})]\hat{a}_\alpha\,, \qquad \hat{\eta}_{\alpha 3} = g_\alpha \hat{\lambda}^{-1}\hat{R}_{33}\hat{a}_\alpha$$

и использованы символы $\bar{\alpha} \equiv 2$ для $\alpha = 1$; $\bar{\alpha} \equiv 1$ - для $\alpha = 2$.

Формула /17/ вместе с выражениями /18/ позволяет определить временную зависимость средних величин составляющих дипольного момента при начальном состоянии системы, характеризуемом матрицей плотности $\hat{\rho}(0)$:

$$\langle\hat{R}_{\alpha 3}(t)\rangle = \mathrm{Tr}\,\hat{R}_{\alpha 3}(t)\,\hat{\rho}(0)\,. \tag{19}$$

Рассмотрим в качестве примера специальный случай, когда в начальный момент $t = 0$ атом находится на нижнем уровне 1 и поле - в когерентном состоянии $|z_1, z_2>$. В этом случае $\hat{\rho}(0)$ имеет вид

$$\hat{\rho}(0) = |\psi_0><\psi_0|, \qquad /20/$$

где

$$|\psi_0> = |1; z_1, z_2> = \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{|z_1|^2 + |z_2|^2}{2}\right) \frac{z_1^{n_1} z_2^{n_2}}{\sqrt{n_1! n_2!}} |1; n_1, n_2> \qquad /21/$$

/для простоты предположим, что z_1, z_2 - положительные числа/. Так как оператор $\hat{\lambda}$ диагонален и $<1|\hat{R}_{ij}|1> = \delta_{i1}\,\delta_{j1}$, то при усреднении /17/ по $|\psi_0>$ только слагаемые, связанные с $\hat{v}_{\alpha 3}$, $\hat{\mu}_{\alpha 3}$, дают ненулевой вклад, следовательно,

$$<\hat{R}_{\alpha 3}(t)>e^{i\omega_\alpha t} = i<\psi_0|\hat{v}_{\alpha 3}\sin\hat{\lambda}t|\psi_0> + \qquad /22/$$

$$+\ i<\psi_0|\hat{\mu}_{\alpha 3}\cos(\sqrt{\hat{\lambda}^2 - g_\alpha^2}\ t)\sin\hat{\lambda}t|\psi_0> .$$

Вычисление первого члена в /22/ дает:

$$<\psi_0|\hat{v}_{13}\sin\hat{\lambda}t|\psi_0> \equiv V_{13}(t) =$$

$$= -\sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} \frac{z_1 g_1 g_2^2 (n_2+1)\sin(\sqrt{g_1^2(n_1+1) + g_2^2(n_2+1)}\ t)}{[g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+1)]\sqrt{g_1^2(n_1+1) + g_2^2(n_2+1)}} P(n_1, n_2), \qquad /23/$$

$$<\psi_0|\hat{v}_{23}\sin\hat{\lambda}t|\psi_0> \equiv V_{23}(t) =$$

$$= \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} \frac{z_2 g_1^2 g_2 n_1 \sin(\sqrt{g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+2)}\ t)}{[g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+1)]\sqrt{g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+2)}} P(n_1, n_2),$$

где $P(n_1, n_2)$ - двумерное распределение Пуассона

$$P(n_1, n_2) = \exp(-\bar{n}_1 - \bar{n}_2)\frac{\bar{n}_1^{n_1}\bar{n}_2^{n_2}}{n_1! n_2!}, \quad \bar{n}_1 \equiv |z_1|^2, \quad \bar{n}_2 \equiv |z_2|^2 . \qquad /24/$$

Второй член в /22/ сводится к следующим выражениям:

$$<\psi_0|\hat{\mu}_{13}\cos(\sqrt{\hat{\lambda}^2 - g_1^2}\ t)\sin\hat{\lambda}t|\psi_0> \equiv U_{13}(t) =$$

$$= -\sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} \frac{z_1 g_1^3 n_1 \cos(\sqrt{g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+1)}\, t)\sin(\sqrt{g_1^2(n+1) + g_2^2(n_2+1)}\ t)}{[g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+1)]\sqrt{g_1^2(n_1+1) + g_2^2(n_2+1)}} P(n_1, n_2),$$

$$<\psi_0|\hat{\mu}_{23}\cos(\sqrt{\hat{\lambda}^2 - g_2^2}\, t)\sin\hat{\lambda}t|\psi_0> \equiv U_{23}(t) =$$

$$= -\sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} \frac{z_2 g_1^2 g_2 n_1 \cos(\sqrt{g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+1)}\, t)\sin(\sqrt{g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+2)}\, t)}{[g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+1)]\sqrt{g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+2)}} P(n_1, n_2). \qquad /25/$$

Если использовать теперь /6/, /22/, /23/ и /25/, то получим

$$<\hat{\vec{d}}_\alpha(t)> = 2\vec{d}_{\alpha 3} D_\alpha(t)\cos\omega_\alpha t, \qquad /26/$$

где функции

$$D_\alpha(t) = V_{\alpha 3}(t) + U_{\alpha 3}(t) \qquad /27/$$

определяют огибающие осцилляций составляющих дипольного момента атома. Согласно /23/ и /25/, можем записать их в виде

$$D_1(t) = -\sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} \frac{z_1 g_1 \{g_1^2 n_1 \cos[\sqrt{g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+1)}\, t] + g_2^2(n_2+1)\}}{[g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+1)]\sqrt{g_1^2(n_1+1) + g_2^2(n_2+1)}} \times$$

$$\times \sin[\sqrt{g_1^2(n_1+1) + g_2^2(n_2+1)}\, t)\, P(n_1, n_2), \qquad /28/$$

$$D_2(t) = \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} \frac{2 z_2 g_1^2 g_2 n_1}{[g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+1)]\sqrt{g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+2)}} \times$$

$$\times \sin^2[\frac{t}{2}\sqrt{g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+1)}]\sin[\sqrt{g_1^2 n_1 + g_2^2(n_2+2)}\ t]\, P(n_1, n_2) .$$

Аналогично случаю двухуровневой системы /5/, аналитическое суммирование рядов в /28/ не представляется возможным. Численное исследование временной зависимости огибающих $D_1(t)$, $D_2(t)$ выполне-

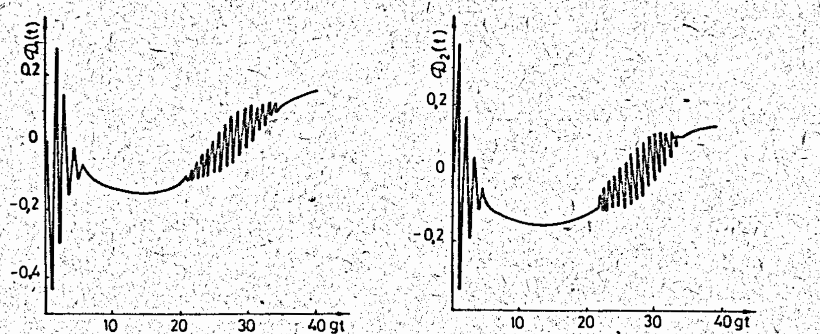

Рис.2. Развитие во времени составляющих дипольного момента $D_1(t)$ и $D_2(t)$ /формулы /28/ при $g_1 = g_2 = g$, $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 9$/.

но для $g_1 = g_2 = g$, $\bar n_1 = \bar n_2 = 9$ ($\bar n_\alpha \equiv |z_\alpha|^2$). Результаты вычисления показаны на рис.2. Видно, что поведение $D_1(t)$, $D_2(t)$ имеет характер ослабления и возобновления быстрых осцилляций, что вызвано разрушением и восстановлением когерентности начальных полей /6/.

Рассмотрим теперь специальный случай, когда в начальный момент $t = 0$ в системе имеются фотоны только одной /когерентной/ моды - моды накачки 1, а фотонов другой моды нет. В этом случае имеем $\bar n_2 = |z_2|^2 = 0$ и также

$$P(n_1, n_2) = P(n_1)\,\delta_{n_2,0} \qquad /29/$$

$$P(n_1) \equiv \exp(-\bar n_1)\frac{\bar n_1^{\,n_1}}{n_1!} . \qquad /30/$$

Следовательно, из /28/ получаем

$$D_1(t) = -\sum_{n_1=0}^{\infty} \frac{z_1 g_1\{g_1^2 n_1 \cos[\sqrt{g_1^2 n_1 + g_2^2}\;t] + g_2^2\}}{[g_1^2 n_1 + g_2^2]\sqrt{g_1^2(n_1+1) + g_2^2}} \times$$

$$\times \sin[\sqrt{g_1^2(n_1+1)+g_2^2}\;t]\,P(n_1), \qquad D_2(t) = 0 . \qquad /31/$$

Это означает, что в результате воздействия фотонов когерентной, первоначально заполненной моды 1, индуцируется соответствующая составляющая $\langle \vec d_1(t)\rangle$ дипольного момента, а среднее значение второй составляющей не изменяется во времени и равно 0:

$\langle \vec d_2(t)\rangle = 0$.

Введем для удобства обозначение

$$W(n_i) = 2\sqrt{g_1^2 n_1 + g_2^2} . \qquad /32/$$

Тогда первое выражение в /31/ может быть представлено в виде

$$D_1(t) = D^{(f)}(t) - D^{(s)}(t) + D^{(i)}(t) , \qquad /33/$$

где

$$D^{(f)}(t) = -\sum_{n_1=0}^{\infty} \frac{4 z_1 g_1^3 n_1}{W^2(n_1)\,W(n_1+1)} \sin[\frac{W(n_1-1)+W(n_1)}{2}\,t]\,P(n_1) ,$$

$$D^{(s)}(t) = -\sum_{n_1=0}^{\infty} \frac{4 z_1 g_1^3 n_1}{W^2(n_1)\,W(n_1+1)} \sin[\frac{W(n_1+1)-W(n_1)}{2}\,t]\,P(n_1) , \qquad /34/$$

$$D^{(i)}(t) = -\sum_{n_1=0}^{\infty} \frac{8 z_1 g_1 g_2^2}{W^2(n_1)\,W(n_1+1)} \sin[\frac{W(n_1+1)}{2}\,t]\,P(n_1) .$$

Пусть $|z_1|^2 = \bar n_1 \gg 1$. Тогда распределение $P(n_1)$ имеет острый максимум в $n_1 = \bar n_1$. Следовательно, мы можем заменить n_1 в дробных множителях в /34/ на $\bar n_1$ и аппроксимировать получаемые ряды с помощью метода перевала, развитого в работе /5/ для двухуровневого случая. Поэтому

$$D^{(f)}(t) \simeq -\frac{4 g_1^3 \bar n_1^{3/2}}{W^3(\bar n_1)}\,G(t) , \quad D^{(s)}(t) \simeq -\frac{4 g_1^3 \bar n_1^{3/2}}{W^3(\bar n_1)}\,\Gamma(t) ,$$

$$D^{(i)}(t) = -\frac{8 g_1 g_2^2 \bar n_1^{1/2}}{W^3(\bar n_1)}\,G(\frac{t}{2}) . \qquad /35/$$

Здесь функция $G(t)$ имеет вид /5/

$$G(t) = \sum_{n_1=0}^{\infty} \sin[W(n_1)t]\,P(n_1) \simeq f(t)\,\exp[-\psi(t)]\sin\phi(t) , \qquad /36/$$

где

$$f(t) \equiv \left(1 + \frac{16 g_1^8 \bar n_1^2 t^2}{W^6(\bar n_1)}\right)^{-1/4} , \quad \psi(t) \equiv 2\bar n_1 \sin^2[\frac{g_1^2 t}{W(\bar n_1)}]\left(1 + \frac{16 g_1^8 \bar n_1^2 t^2}{W^6(\bar n_1)}\right)^{-1} ,$$

$$\phi(t) \equiv W(\bar n_1)\,t + \bar n_1 \sin[2 g_1^2 t / W(\bar n_1)] - 2 g_1^2 \bar n_1 t / W(\bar n_1) -$$

$$- \frac{1}{2}\arctan[\,4 g_1^4 \bar n_1 t / W^3(\bar n_1)\,] . \qquad /37/$$

Функция $\Gamma(t)$, фигурирующая в последнем выражении в /35/, есть /5/:

$$\Gamma(t) = \sum_{n_1=0}^{\infty} \sin[\frac{g_1^2 t}{W(n_1)}]\,P(n_1) \simeq \exp[-\frac{g_1^2 t^2}{32 \bar n_1^2}(1 + \frac{g_2^2}{g_1^2 \bar n_1})^{-3/2}]\sin[\frac{g_1^2 t}{W(\bar n_1)}] . \qquad /38/$$

Из /36/, /37/ видно, что функция $G(t)$ описывает последовательность чередующихся затуханий и возобновлений осцилляций /2,3,5/. Период возобновлений T_R равен /3/

$$T_R = \frac{2\pi}{g_1}\bar n_1^{1/2}\sqrt{1 + g_2^2/(g_1^2 \bar n_1)} . \qquad /39/$$

При $t \ll T_R$ эти осцилляции затухают за время $T_c \ll T_R$

$$T_c = \frac{\sqrt{2}}{g_1}\sqrt{1 + g_2^2/(g_1^2 \bar n_1)} . \qquad /40/$$

С другой стороны, согласно /38/, функция $\Gamma(t)$ описывает более медленные, с периодом $2T_R$, осцилляции. Они затухают за время

$$T_c' = \frac{4\sqrt{2}}{g_1}\bar n_1 [1 + g_2^2/(g_1^2 \bar n_1)]^{3/4} . \qquad /41/$$

При достаточно большом времени эти осцилляции вновь возобновляются. Время возобновлений можно оценить из условия

$$\frac{g_1^2}{W(\bar{n}_1)} - \frac{g_1^2}{W(\bar{n}_1 + 1)} = \frac{2\pi}{T'_R}, \qquad /42/$$

что дает

$$T'_R = \frac{8\pi}{g_1} \bar{n}_1^{3/2} [1 + g_2^2/(g_1^2 \bar{n}_1)]^{3/2}. \qquad /43/$$

Если выключаем вторую моду из рассмотрения путем положения $g_2 = 0$ в формулах /35/-/43/, то последние приводят к результатам, полученным Эберли и его сотрудниками в /5/.

Таким образом, в этой работе мы получили явные выражения для временной зависимости составляющих дипольного момента трехуровневого атома, взаимодействующего с двумя резонансными модами поля излучения. Исследование выполнено строго, без использования теории возмущения и расцепления корреляторов. Показано, что при начальном когерентном состоянии поля поведение огибающих составляющих дипольного момента имеет характер чередования ослаблений и возобновлений быстрых нелинейных осцилляций. Установлено, что в результате воздействия фотонов когерентной моды накачки на первоначально невозбужденный атом индуцируется соответствующая составляющая дипольного момента, а среднее значение другой составляющей остается неизменным и равным нулю. Найдены аналитические аппроксимирующие выражения дипольного момента, а также соответствующие оценки для различных характеристик.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bogolubov N.N. Jr., Fam Le Kien, Shumovsky A.S. Phys.Lett., 1984, 101A, p. 201; JINR, E17-83-829, Dubna, 1983.
2. Li X., Bei N. Phys.Lett., 1984, 101A, p. 169.
3. Bogolubov N.N. Jr., Fam Le Kien, Shumovsky A.S. JINR, E17-84-292, Dubna, 1984.
4. Ackerhalt J.R., Rzazewski K. Phys.Rev., 1975, A12, p. 2549.
5. Eberly J.H., Narozhny N.B., Sancher-Mondragon J.J. Phys.Rev., 1981, A23, p. 236.
6. von Foerster T. J.Phys., 1975, A8, p. 95.
7. Лоудон Р. Квантовая теория света. "Мир", М., 1976.
8. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. "Мир", М., 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 февраля 1985 года.