

ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ КВАНТОВАННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С АТОМОМ С УЧЕТОМ КОНТИНУУМА

А. Д. Газазян

*Институт физических исследований Национальной академии наук Армении
378410, Аштарак-2, Армения*

Поступила в редакцию 1 августа 1997 г.

Рассматривается влияние перехода в непрерывный спектр на «коллапс» и «возрождение» осцилляций населенности в атоме. Показано, что при больших значениях среднего числа фотонов в поле излучения и слабой ионизации сохраняются явления «коллапса» и «возрождения», однако амплитуды колебаний населенности уменьшаются экспоненциально из-за затухания уровня. Рассмотрено взаимодействие квантованного электромагнитного поля с Λ -системой атома, когда одно состояние является непрерывным. Получены выражения для вероятностей «выживания» атома в случаях, когда квантованное поле в начальный момент находится в состоянии с заданным числом фотонов, либо в когерентном состоянии. Приближенным вычислением суммы при усреднении по распределению числа фотонов в случае когерентного поля получены выражения для вероятностей «выживания» атома, которые при стремлении среднего числа фотонов к бесконечности переходят в выражения, соответствующие случаю поля в представлении заданного числа фотонов. Рассмотрена возможность существования стабильного состояния в случае квантованного когерентного излучения. Показано, что условие существования стабильного состояния для Λ -системы в поле с определенным числом фотонов остается в силе и в случае когерентного состояния поля при больших значениях числа фотонов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование свойств различных квантовых состояний электромагнитного излучения и характера взаимодействия представляет определенный интерес для идентификации оптических полей и для их дальнейшего практического применения.

Первые исследования по взаимодействию квантованного когерентного излучения выполнены в работах [1, 2]. В дальнейшем эти исследования были дополнены новыми результатами. В работах [3–5], в частности, впервые были предсказаны явления «коллапса» и «возрождения» осцилляций атомной населенности при взаимодействии с квантованным когерентным излучением. В случае классического поля такие явления отсутствуют, что указывает на их квантовый характер, обусловленный дискретностью фотонов. Явления «коллапса» и «возрождения» осцилляций населенности наблюдались в экспериментах [6, 7] и в дальнейшем изучались многими авторами. Аналогичные эффекты наблюдаются также и при сжатых квантованных полях (см., например, [8]).

Изучение взаимодействия квантованного электромагнитного излучения с атомами при наличии переходов в непрерывный спектр атома является важным, так как эти переходы могут существенно изменить картину явлений. В частности, в работах [9, 10] показано, что распад изолированного уровня под действием квантованного излучения существенно отличается от экспоненциального закона и вероятность «выживания» атома не стремится к нулю при больших временах. В первой части данной работы рассматри-

вается явление осцилляций населенности атома при наличии перехода в непрерывный спектр.

Во второй части работы рассматривается взаимодействие квантованного электромагнитного излучения с атомом Λ -типа, когда одно состояние является непрерывным. В случае классического поля эта задача рассмотрена в [11]. При взаимодействии с классическим излучением или квантованным полем в представлении числа фотонов при выполнении определенного условия [11–14] всегда существует стабильное состояние. Если это условие выполняется, вероятность «выживания» атома не стремится к нулю при больших временах взаимодействия. В работе [12] рассмотрена эта система в случае квантованного поля излучения. Когда квантованное поле в начальный момент находится в когерентном состоянии, авторы предполагают, что поле очень сильное и заменяют число фотонов его средним значением. Такая замена на начальном этапе не дает возможности рассматривать влияние флуктуаций числа фотонов когерентного излучения на рассматриваемый процесс. В данной работе рассматривается взаимодействие квантованного электромагнитного поля с атомом в случаях представления заданного числа фотонов и когерентного состояния. В случае когерентного квантованного поля точные выражения для вероятностей представляются в виде суммы, усредненной по распределению числа фотонов. Получены выражения для вероятностей «выживания» атома после приближенного вычисления этой суммы. При больших значениях среднего числа фотонов, когда $\bar{n} \rightarrow \infty$, результаты соответствуют случаю квантованного поля с заданным числом фотонов. В данной работе, в частности, показано, что при выполнении определенного условия существует стабильное состояние и при взаимодействии с когерентным квантованным излучением при больших значениях среднего числа фотонов в пучке. В работе [15] впервые была предсказана также стабилизация атома при сильных полях при выполнении определенных условий.

2. ДВУХУРОВНЕВАЯ СИСТЕМА С КONTИНУУМОМ В КВАНТОВАННОМ ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим двухуровневую систему с континуумом (рис. 1) при взаимодействии с квантованным полем излучения с частотой ω близкой к частоте перехода между дискретными уровнями атома с волновыми функциями ψ_1 и ψ_2 . Второй фотон излучения связывает второе состояние атома ψ_2 с континуумом. Гамильтониан системы имеет следующий вид:

$$H = H_{at} + \omega c^\dagger c + \beta^\dagger c + c^\dagger \beta, \quad (2.1)$$

где ω — частота квантованного излучения, c и c^\dagger — соответственно операторы уничтожения и рождения фотона, β — операторы перехода в атоме.

Представляя волновую функцию системы «атом + поле» в виде

$$\Phi(t) = \sum_{k=1}^2 a_k(t) \psi_k + \int dE b_E(t) \psi_E, \quad (2.2)$$

из уравнения Шредингера с гамильтонианом (2.1) получим следующую систему урав-

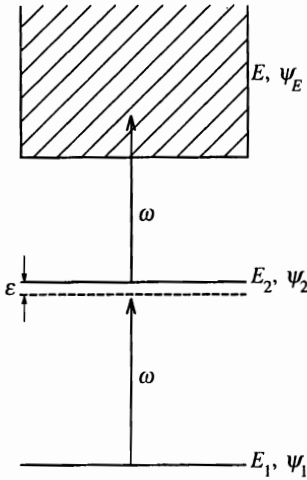


Рис. 1

нений для коэффициентов разложения (2.2):

$$\begin{aligned}
 i \frac{da_1(t)}{dt} &= (E_1 + \omega c^+ c) a_1(t) + \beta_{12} c^+ a_2(t), \\
 i \frac{da_2(t)}{dt} &= (E_2 + \omega c^+ c) a_2(t) + \beta_{12}^* c a_1(t) + \int dE \beta_{2E} c^+ b_E(t), \\
 i \frac{db_E(t)}{dt} &= (E + \omega c^+ c) b_E(t) + \beta_{2E}^* c a_2(t),
 \end{aligned}
 \tag{2.3}$$

где β_{12} и β_{2E} — соответственно матричные элементы перехода между дискретными состояниями атома и состоянием ψ_2 и непрерывным спектром.

После преобразования

$$\begin{aligned}
 a_i(t) &= \exp \{ -i(E_i + \omega c^+ c)t \} f_i(t) \quad (i = 1, 2), \\
 b_E(t) &= \exp \{ -i(E + \omega c^+ c)t \} f_E(t)
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

и исключения третьего уравнения системы (2.3) получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
 i \frac{df_1(t)}{dt} &= \beta_{12} \exp(-i\epsilon t) c^+ f_2(t), \\
 i \frac{df_2(t)}{dt} &= \beta_{12}^* \exp(i\epsilon t) c f_1(t) - i \int dE |\beta_{2E}|^2 c^+ c \int_0^t \exp [i(E - E_2 - \omega)(t' - t)] f_2(t'),
 \end{aligned}
 \tag{2.5}$$

где ϵ — расстройка резонанса,

$$\epsilon = E_2 - E_1 - \omega.
 \tag{2.6}$$

Разлагая амплитуды $f_1(t)$ и $f_2(t)$ по состояниям числа фотонов,

$$f_i(t) = \sum_{n=0}^{\infty} f_i(t, n) |n\rangle,
 \tag{2.7}$$

получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
 i \frac{df_1(t, n)}{dt} &= \sqrt{n} \beta_{12} \exp(-i\varepsilon t) f_2(t, n - 1), \\
 i \frac{df_2(t, n - 1)}{dt} &= \sqrt{n} \beta_{12}^* \exp(i\varepsilon t) f_1(t, n) - i \int dE(n - 1) |\beta_{2E}|^2 \times \\
 &\quad \times \int_0^t \exp [i(E - E_2 - \omega)(t' - t)] f_2(t', n - 1) dt'.
 \end{aligned}
 \tag{2.8}$$

Если в начальный момент атом находится в состоянии ψ_1 ,

$$\begin{aligned}
 f_1(0, n) &= \rho(n), \\
 f_2(0, n - 1) &= 0,
 \end{aligned}
 \tag{2.9}$$

где $\rho(n)$ — амплитуда распределения числа фотонов в падающем электромагнитном излучении, решением системы (2.8) является

$$\begin{aligned}
 f_1(t, n) &= \rho(n) \exp \left\{ -\frac{i}{2} [\varepsilon + (n - 1)\Delta] t \right\} \exp \left\{ -(n - 1) \frac{\Gamma t}{4} \right\} \times \\
 &\quad \times \left\{ \cos \frac{\Omega(n)}{2} + i \frac{\varepsilon + (n - 1)\Delta - (n - 1)i\Gamma/2}{\Omega(n)} \sin \left[\frac{\Omega(n)}{2} t \right] \right\}, \\
 f_2(t, n - 1) &= -\rho(n) \frac{2i\sqrt{n}}{\Omega(n)} \beta_{12}^* \exp \left\{ \frac{i}{2} [\varepsilon - (n - 1)\Delta] t \right\} \exp \left\{ -(n - 1) \frac{\Gamma t}{4} \right\} \times \\
 &\quad \times \sin \left[\frac{\Omega(n)}{2} t \right].
 \end{aligned}
 \tag{2.10}$$

Здесь $\Omega(n)$ — частота Раби, а Δ и Γ — соответственно сдвиг и ширина верхнего дискретного уровня:

$$\begin{aligned}
 \Omega(n) &= \left\{ \left[\varepsilon + (n - 1) \left(\Delta - \frac{i\Gamma}{2} \right) \right]^2 + 4n |\beta_{12}|^2 \right\}^{1/2}, \\
 \Delta &= -P \int dE \frac{|\beta_{2E}|^2}{E - E_1 - 2\omega}, \\
 \Gamma &= 2\pi |\beta_{2, E_1 + 2\omega}|^2.
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

При получении этих выражений предполагалось, что Δ и Γ слабо зависят от аргумента.

С учетом выражений (2.10) вероятности нахождения атома в состояниях ψ_1 и ψ_2 соответственно будут иметь вид

$$\begin{aligned}
 W_1(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} |\rho(n)|^2 \exp \left\{ -(n - 1) \frac{\Gamma t}{2} \right\} \times \\
 &\quad \times \left| \cos \left[\frac{\Omega(n)}{2} t \right] + i \frac{\varepsilon + (n - 1)(\Delta - i\Gamma/2)}{\Omega(n)} \sin \left[\frac{\Omega(n)}{2} t \right] \right|^2, \\
 W_2(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} |\rho(n)|^2 \exp \left\{ -(n - 1) \frac{\Gamma t}{2} \right\} \left| \sin \left[\frac{\Omega(n)}{2} t \right] \right|^2.
 \end{aligned}
 \tag{2.12}$$

В случае когерентного квантованного электромагнитного поля распределение числа фотонов в электромагнитном излучении дается законом Пуассона:

$$|\rho(n)|^2 = \exp(-\bar{n}) \frac{\bar{n}^n}{n!}. \quad (2.13)$$

Если атом в начальный момент находился в состоянии ψ_2 ,

$$\begin{aligned} f_1(0, n) &= 0, \\ f_2(0, n-1) &= \rho(n), \end{aligned} \quad (2.14)$$

вероятности нахождения атома в состояниях ψ_1 и ψ_2 соответственно будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} W_1(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} |\rho(n)|^2 \frac{4(n+1)|\beta_{12}|^2}{|\Omega(n)|^2} \exp\left(-n \frac{\Gamma t}{2}\right) \left| \sin \left[\frac{\Omega(n)}{2} t \right] \right|^2, \\ W_2(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} |\rho(n)|^2 \exp\left(-n \frac{\Gamma t}{2}\right) \left| \cos \left[\frac{\Omega(n)}{2} t \right] - i \frac{\varepsilon + n(\Delta - i\Gamma/2)}{\Omega(n)} \sin \left[\frac{\Omega(n)}{2} t \right] \right|^2, \end{aligned} \quad (2.15)$$

где

$$\Omega(n) = \left\{ [\varepsilon + n(\Delta - i\Gamma/2)]^2 + 4(n+1)|\beta_{12}|^2 \right\}^{1/2}. \quad (2.16)$$

Из полученных выражений следует, что из-за затухания существенным образом меняется характер явлений «коллапса» и «возрождения» осцилляций населенностей уровней.

Рассмотрим выражение (2.15) для нахождения атома на верхнем уровне в начальный момент времени. При $\bar{n} \gg 1$ распределение Пуассона имеет резкий максимум при $n = \bar{n}$, поэтому можно воспользоваться разложением

$$\Omega(n) \approx \Omega(\bar{n}) + \gamma(\bar{n})(n - \bar{n}), \quad (2.17)$$

где

$$\gamma(\bar{n}) = \left. \frac{d\Omega(n)}{dn} \right|_{n=\bar{n}} = \left(\Delta - \frac{i\Gamma}{2} \right) \sqrt{1 - \frac{4\bar{n}|\beta_{12}|^2}{\Omega^2(\bar{n})}} + \frac{2|\beta_{12}|^2}{\Omega(\bar{n})}. \quad (2.18)$$

Проводя в (2.15) суммирование с использованием (2.17), получим приближенное выражение для вероятности в случае когерентного поля излучения:

$$\begin{aligned} W_2(t) \approx & \frac{1}{4} \{ |1 - \chi|^2 \exp[\bar{n} (\exp[-(\Gamma/2 + \text{Im } \gamma(\bar{n})) t] - 1) - t \text{Im } p] + \\ & + |1 + \chi|^2 \exp[\bar{n} (\exp[-(\Gamma/2 - \text{Im } \gamma(\bar{n})) t] - 1) + t \text{Im } p] + \\ & + 2 \text{Re} [(1 + \chi)(1 - \chi^*) \exp[\bar{n} (\exp[-(\Gamma/2 + i \text{Re } \gamma(\bar{n})) t] - 1) - it \text{Re } p]] \}, \end{aligned} \quad (2.19)$$

где

$$\chi = \frac{\varepsilon + \bar{n}(\Delta - i\Gamma/2)}{\Omega(\bar{n})}, \quad p = \Omega(\bar{n}) - \bar{n}\gamma(\bar{n}). \quad (2.20)$$

Из полученного выражения в предельных случаях $\beta_{12} \rightarrow 0$ или $\Gamma, \Delta \rightarrow 0$ следует переход к выражениям, полученным соответственно в работах [8] или [9, 10].

Для дальнейшего упрощения выражения (2.19) рассмотрим частный случай точного резонанса, когда $\varepsilon = 0$, и слабой ионизации, когда $\bar{n}\Delta, \bar{n}\Gamma \ll \sqrt{\bar{n}}|\beta_{12}|$. Тогда из выражения (2.19) получим

$$W_2(t) \approx \frac{1}{2} \left\{ \exp[\bar{n}(\exp(-\Gamma t) - 1)] + \exp\left[\bar{n}\left(\exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right)\cos\frac{|\beta_{12}|t}{\sqrt{\bar{n}}} - 1\right)\right] \times \right. \\ \times \left[\cos\left(\bar{n}\exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right)\sin\frac{|\beta_{12}|t}{\sqrt{\bar{n}}} + \sqrt{\bar{n}}|\beta_{12}|t\right) - \right. \\ \left. \left. - \frac{\bar{n}\Gamma}{\sqrt{\bar{n}}|\beta_{12}|} \sin\left(\bar{n}\exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right)\sin\frac{|\beta_{12}|t}{\sqrt{\bar{n}}} + \sqrt{\bar{n}}|\beta_{12}|t\right)\right] \right\}. \quad (2.21)$$

Из полученного выражения для $W_2(t)$ следует, что модуляция колебаний населенности приводит к явлению «коллапса» и «возрождения» осцилляций населенности. Период «возрождения» определяется выражением [8]

$$T = 2\pi\sqrt{\bar{n}}/|\beta_{12}|. \quad (2.22)$$

В начальный момент процесса при малых временах, когда $\Gamma t \ll |\beta_{12}|t/\sqrt{\bar{n}} \ll 1$, выражение (2.21) принимает следующий вид:

$$W_2(t) \approx \frac{1}{2} \exp(-\bar{n}\Gamma t) \left\{ 1 + \exp\left(-\frac{|\beta_{12}|^2 t^2}{\sqrt{\bar{n}}}\right) \left[\cos\left(2\sqrt{\bar{n}}|\beta_{12}|t\right) \right] - \right. \\ \left. - \frac{\bar{n}\Gamma}{\sqrt{\bar{n}}|\beta_{12}|} \sin\left(2\sqrt{\bar{n}}|\beta_{12}|t\right) \right\}. \quad (2.23)$$

Затухание осцилляций населенности в начальный момент времени происходит по гауссовскому закону, как было предсказано Каммингсом [1]. В дальнейшем через каждый период T происходит «возрождение» осцилляций, однако амплитуды этих осцилляций затухают по экспоненциальному закону из-за ионизации атомов. При больших временах, как следует из (2.21), вероятность «выживания» атома не будет стремиться к нулю, как и в случае изолированного уровня [9, 10], но будет экспоненциально малой величиной, так как $\bar{n} \gg 1$:

$$W_2(t) \approx \frac{1}{2} e^{-\bar{n}} \left[\cos\left(\sqrt{\bar{n}}|\beta_{12}|t\right) - \frac{\bar{n}\Gamma}{\sqrt{\bar{n}}|\beta_{12}|} \sin\left(\sqrt{\bar{n}}|\beta_{12}|t\right) \right]. \quad (2.24)$$

3. ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВАННОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЭФФЕКТЫ СТАБИЛИЗАЦИИ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ ПРИ ИОНИЗАЦИИ

Под действием внешнего электромагнитного поля в непрерывном спектре атома образуется индуцированный дискретный уровень, который при интерференции с состояниями континуума приводит к континууму со структурой или к автоионизационно-подобным резонансам. Как показано в работах [11–14], при определенных условиях в зависимости от напряженности и частоты внешнего поля вблизи минимума Фано наблюдается резкое изменение спектра фотоэлектронов. Это явление связано с деструктивной интерференцией различных каналов ионизации. При выполнении определенного

условия одно из «одетых» состояний не распадается. Стабилизация наблюдается также в сильных полях при определенных условиях. Стабилизация в сильных полях впервые была предсказана в работе [15]. Во всех этих исследованиях рассматривалось классическое внешнее поле. В данной работе мы рассмотрим, как влияет состояние квантованного электромагнитного излучения на образование стабильного состояния атома.

Рассмотрим Λ -систему, верхнее состояние которой имеет непрерывный спектр (рис. 2) во внешнем квантованном поле излучения с частотами ω_1 и ω_2 . Поле с частотой ω_1 связывает дискретное состояние ψ_1 с континуумом, а поле с частотой ω_2 связывает дискретный уровень ψ_2 с континуумом. Гамильтонианом системы «атом + квантованное поле» для такой системы имеет следующий вид:

$$H = H_{at} + \sum_{k=1}^2 \omega_k c_k^+ c_k + \sum_{k=1}^2 (\beta_k^+ c_k + c_k^+ \beta_k), \quad (3.1)$$

где c_1, c_1^+ и c_2, c_2^+ — соответственно операторы уничтожения и рождения фотонов первого и второго поля, β_1 и β_2 — операторы перехода соответственно из состояний ψ_1 и ψ_2 в континуум.

Представляя волновую функцию системы «атом + поле» в виде разложения (2.2), исходя из гамильтониана (3.1) получим следующую систему уравнений для амплитуд разложения a_i ($i = 1, 2$) и b_E :

$$\begin{aligned} i \frac{da_i(t)}{dt} &= \left(E_i + \sum_{k=1}^2 \omega_k c_k^+ c_k \right) a_i(t) + \int dE \beta_{iE} c_i^+ b_E(t), \\ i \frac{db_E(t)}{dt} &= \left(E + \sum_{k=1}^2 \omega_k c_k^+ c_k \right) b_E(t) + \sum_{k=1}^2 \beta_{kE}^* c_k a_k(t). \end{aligned} \quad (3.2)$$

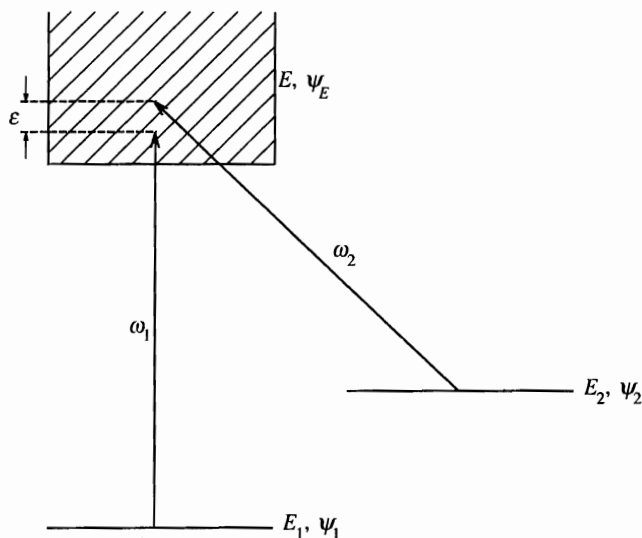


Рис. 2

С помощью преобразований

$$\begin{aligned} a_i(t) &= \exp \left\{ -i \left(E_i + \sum_{k=1}^2 \omega_k c_k^+ c_k \right) t \right\} f_i(t) \quad (i = 1, 2), \\ b_E(t) &= \exp \left\{ -i \left(E + \sum_{k=1}^2 \omega_k c_k^+ c_k \right) t \right\} f_E(t) \end{aligned} \quad (3.3)$$

от системы уравнений (3.2) переходим к следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} i \frac{df_i(t)}{dt} &= \int dE \beta_{iE} \exp[-i(E - E_i - \omega_i)t] c_i^+ f_E(t) \quad (i = 1, 2), \\ i \frac{df_E(t)}{dt} &= \sum_{i=1}^2 \beta_{iE}^* \exp[i(E - E_i - \omega_i)t] c_i f_i(t). \end{aligned} \quad (3.4)$$

Далее, разлагая амплитуды $f_i(t)$ и $f_E(t)$ по состояниям числа фотонов полей,

$$\begin{aligned} f_i(t) &= \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} f_i(n_1, n_2, t) |n_1, n_2\rangle, \\ f_E(t) &= \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} f_E(n_1, n_2, t) |n_1, n_2\rangle, \end{aligned} \quad (3.5)$$

получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} i \frac{df_1(n_1, n_2, t)}{dt} &= \int dE \beta_{1E} \exp[-i(E - E_1 - \omega_1)t] \sqrt{n_1} f_E(n_1 - 1, n_2, t), \\ i \frac{df_2(n_1 - 1, n_2 + 1, t)}{dt} &= \int dE \beta_{2E} \exp[-i(E - E_2 - \omega_2)t] \sqrt{n_2 + 1} f_E(n_1 - 1, n_2, t), \\ i \frac{df_E(n_1 - 1, n_2, t)}{dt} &= \exp[i(E - E_1 - \omega_1)t] \beta_{1E}^* \sqrt{n_1} f_1(n_1, n_2, t) + \\ &+ \exp[i(E - E_2 - \omega_2)t] \beta_{2E}^* \sqrt{n_2 + 1} f_2(n_1 - 1, n_2 + 1, t). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Если атом в начальный момент находился в состоянии ψ_1 ,

$$\begin{aligned} f_1(n_1, n_2, 0) &= \rho(n_1, n_2), \\ f_2(n_1 - 1, n_2 + 1, 0) &= 0, \\ f_E(n_1 - 1, n_2, 0) &= 0, \end{aligned} \quad (3.7)$$

где $\rho(n_1, n_2)$ — амплитуда распределения чисел фотонов в поле излучения, то решение

системы (3.6) имеет вид

$$f_1(n_1, n_2; t) = \rho(n_1, n_2) \exp \left\{ -\frac{i}{2} \left[\varepsilon + (n_2 + 1) \left(\Delta_2 - \frac{i\Gamma_2}{2} \right) + n_1 \left(\Delta_1 - \frac{i\Gamma_1}{2} \right) \right] t \right\} \times \\ \times \left\{ \cos \left[\frac{\Omega(n_1, n_2)}{2} t \right] + i \frac{\varepsilon + (n_2 + 1)(\Delta_2 - i\Gamma_2/2) - n_1(\Delta_1 - i\Gamma_1/2)}{\Omega(n_1, n_2)} \sin \left[\frac{\Omega(n_1, n_2)}{2} t \right] \right\}, \quad (3.8)$$

$$f_2(n_1 - 1, n_2 + 1, t) = -\frac{2i\sqrt{n_1(n_2 + 1)}F_{12}(1 - i/q)}{\Omega(n_1, n_2)} \rho(n_1, n_2) \times$$

$$\times \exp \left\{ \frac{i}{2} \left[\varepsilon - n_1 \left(\Delta_1 - \frac{i\Gamma_1}{2} \right) + (n_2 + 1) \left(\Delta_2 - \frac{i\Gamma_2}{2} \right) \right] t \right\} \sin \left[\frac{\Omega(n_1, n_2)}{2} t \right],$$

где

$$F_{12} = -P \int dE \frac{\beta_{1E}(\omega_1)\beta_{2E}^*(\omega_2)}{E - E_1 - \omega_1}, \\ \Delta_{1,2} = -P \int dE \frac{|\beta_{1,2E}|^2}{E - E_1 - \omega_1}, \quad (3.9) \\ \Gamma_{1,2} = 2\pi |\beta_{1,2;E_1+\omega_1}|^2, \\ \varepsilon = E_2 - E_1 + \omega_2 - \omega_1,$$

$\Omega(n_1, n_2)$ — частота Раби,

$$\Omega(n_1, n_2) = \left\{ \left[\varepsilon + (n_2 + 1) \left(\Delta_2 - i\Gamma_2/2 \right) - n_1 \left(\Delta_1 - i\Gamma_1/2 \right) \right]^2 + \right. \\ \left. + 4n_1(n_2 + 1)|F_{12}|^2 (1 - i/q)^2 \right\}^{1/2}, \quad (3.10)$$

а q — параметр Фано,

$$q = \frac{2F_{12}}{\sqrt{\Gamma_1\Gamma_2}}. \quad (3.11)$$

С учетом полученных выражений (3.8) вероятности нахождения атома в состояниях ψ_1 или ψ_2 соответственно будут следующими:

$$W_1(t) = \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} |\rho(n_1, n_2)|^2 \exp \left\{ -\frac{1}{2} [n_1\Gamma_1 + (n_2 + 1)\Gamma_2] t \right\} \times \\ \times \left| \cos \left[\frac{\Omega(n_1, n_2)}{2} t \right] + i \frac{\varepsilon + (n_2 + 1)(\Delta_2 - i\Gamma_2/2) - n_1(\Delta_1 - i\Gamma_1/2)}{\Omega(n_1, n_2)} \sin \left[\frac{\Omega(n_1, n_2)}{2} t \right] \right|^2, \quad (3.12)$$

$$W_2(t) = \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} |\rho(n_1, n_2)|^2 \frac{4n_1(n_2 + 1)|F_{12}|^2 |1 - i/q|^2}{|\Omega(n_1, n_2)|^2} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{1}{2} [n_1\Gamma_1 + (n_2 + 1)\Gamma_2] t \right\} \left| \sin \left[\frac{\Omega(n_1, n_2)}{2} t \right] \right|^2.$$

В случае когерентных квантованных полей $|\rho(n_1, n_2)|^2$ представляет собой распределение Пуассона:

$$|\rho(n_1, n_2)|^2 = \exp[-(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)] \frac{\bar{n}_1^{n_1} \bar{n}_2^{n_2}}{n_1! n_2!}. \tag{3.13}$$

Как и в случае классического поля излучения, в случае квантованных полей в представлении чисел фотонов имеется стабильное состояние, когда

$$\varepsilon = \varepsilon_0 = \frac{q}{2} [(n_2 + 1)\Gamma_2 - n_1\Gamma_1] - (n_2 + 1)\Delta_2 + n_1\Delta_1. \tag{3.14}$$

Для дальнейшего исследования полученных результатов ограничимся случаем одного поля с частотой ω . Тогда вероятности нахождения атома в состояниях ψ_1 или ψ_2 соответственно примут следующий вид:

$$\begin{aligned} W_1(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} |\rho(n)|^2 \exp\left(-n \frac{\Gamma t}{2}\right) \left| \cos\left[\frac{\Omega(n)}{2} t\right] + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\varepsilon + n(\Delta_2 - \Delta_1 - i(\Gamma_2 - \Gamma_1)/2)}{\Omega(n)} \sin\left[\frac{\Omega(n)}{2} t\right] \right|^2, \\ W_2(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} |\rho(n)|^2 \exp\left(-n \frac{\Gamma t}{2}\right) \frac{4n^2 |F_{12}|^2 |1 - i/q|^2}{|\Omega(n)|^2} \left| \sin\left[\frac{\Omega(n)}{2} t\right] \right|^2, \end{aligned} \tag{3.15}$$

где

$$\Omega(n) = \left\{ \left[\varepsilon + n \left(\Delta_2 - \Delta_1 - \frac{i(\Gamma_2 - \Gamma_1)}{2} \right) \right]^2 + 4n^2 |F_{12}|^2 (1 - i/q)^2 \right\}^{1/2}, \tag{3.16}$$

$$\varepsilon = E_2 - E_1. \tag{3.17}$$

В случае, когда внешнее квантованное поле находится в состоянии с заданным числом фотонов, т. е.

$$\rho(n) = \delta_{n, n'}, \tag{3.18}$$

при выполнении условия

$$\varepsilon = \varepsilon_0 = \frac{q}{2} n(\Gamma_2 - \Gamma_1) - n(\Delta_2 - \Delta_1), \tag{3.19}$$

при котором существует стабильное состояние, вероятности нахождения атома в состояниях ψ_1 или ψ_2 соответственно имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} W_1(t) &= \frac{\Gamma_2^2}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2} \times \\ &\quad \times \left\{ 1 + \frac{\Gamma_1^2}{\Gamma_2^2} \exp[-n(\Gamma_1 + \Gamma_2)t] + 2 \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \exp\left[-\frac{n(\Gamma_1 + \Gamma_2)t}{2}\right] \cos\left[q \frac{n(\Gamma_1 + \Gamma_2)t}{2}\right] \right\}, \\ W_2(t) &= \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2} \times \\ &\quad \times \left\{ 1 + \exp\left[-\frac{n(\Gamma_1 + \Gamma_2)t}{2}\right] + 2 \exp[-n(\Gamma_1 + \Gamma_2)t] \cos\left[q \frac{n(\Gamma_1 + \Gamma_2)t}{2}\right] \right\}. \end{aligned} \tag{3.20}$$

При больших временах, когда $t \rightarrow \infty$, из последних выражений найдем

$$W_1(\infty) = \frac{\Gamma_2^2}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2}, \quad W_2(\infty) = \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2}. \quad (3.21)$$

В условиях, когда $\Gamma_1 \approx \Gamma_2$, получаем $W_1(\infty) = W_2(\infty) = 1/4$.

Полная вероятность «выживания» атома равна

$$W(t) = W_1(t) + W_2(t) = \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \left\{ 1 + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \exp[-n(\Gamma_1 + \Gamma_2)t] \right\} \quad (3.22)$$

и при больших временах, когда $t \rightarrow \infty$,

$$W(\infty) = \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2}. \quad (3.23)$$

При $\Gamma_1 \approx \Gamma_2$ и выполнении условия (3.19) вероятность ионизации атома становится равной $W(\infty) \approx 1/2$.

Перейдем теперь к случаю когерентного квантованного поля, когда число фотонов описывается распределением Пуассона (2.13). Рассмотрим выражения для вероятностей (3.15) при $\bar{n} \gg 1$. Как и в предыдущем разделе, поскольку распределение Пуассона имеет резкий максимум при $\bar{n} \gg 1$, мы можем воспользоваться разложением (2.17) частоты Раби (3.16), где

$$\gamma(\bar{n}) = \sqrt{1 - \frac{4\bar{n}^2 |F_{12}|^2 (1 - i/q)^2}{\Omega^2(\bar{n})}} \left[\Delta_2 - \Delta_1 - \frac{i(\Gamma_2 - \Gamma_1)}{2} \right] + \frac{4\bar{n} |F_{12}|^2 (1 - i/q)^2}{\Omega(\bar{n})}. \quad (3.24)$$

Проводя суммирование в (3.15) с использованием (2.17), получим приближенные выражения для вероятностей:

$$\begin{aligned} W_1(t) \approx & \frac{1}{4} \left\{ |1 + \chi|^2 \exp \left[\bar{n} \left(\exp \left[- \left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} + \text{Im } \gamma(\bar{n}) \right) t \right] - 1 \right) - t \text{Im } p \right] + \right. \\ & + |1 - \chi|^2 \exp \left[\bar{n} \left(\exp \left[- \left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} - \text{Im } \gamma(\bar{n}) \right) t \right] - 1 \right) + t \text{Im } p \right] + \\ & \left. + 2 \text{Re} \left[(1 + \chi)(1 - \chi^*) \exp \left[\bar{n} \left(\exp \left[- \left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} - i \text{Re } \gamma(\bar{n}) \right) t \right] - 1 \right) + it \text{Re } p \right] \right] \right\}, \\ W_2(t) \approx & \frac{1}{4} \left\{ |1 - \chi|^2 \exp \left[\bar{n} \left(\exp \left[- \left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} + \text{Im } \gamma(\bar{n}) \right) t \right] - 1 \right) - t \text{Im } p \right] + \right. \\ & + \exp \left[\bar{n} \left(\exp \left[- \left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} - \text{Im } \gamma(\bar{n}) \right) t \right] - 1 \right) + t \text{Im } p \right] - \\ & \left. - 2 \text{Re} \left[\exp \left[\bar{n} \left(\exp \left[- \left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} - i \text{Re } \gamma(\bar{n}) \right) t \right] - 1 \right) + it \text{Re } p \right] \right] \right\}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

где

$$\chi(\bar{n}) = \frac{\varepsilon + \bar{n} [\Delta_2 - \Delta_1 - i(\Gamma_2 - \Gamma_1)/2]}{\Omega(\bar{n})}, \quad (3.26)$$

а p определяется выражением (2.20). В предельном случае, когда $\Gamma_2 = \Delta_2 = 0$, от этих выражений переходим к случаю распада изолированного уровня [9, 10].

Рассмотрим полученные выражения для вероятностей (3.25) при условии существования стабильного состояния (3.19), когда $n = \bar{n}$:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 = \frac{q}{2} \bar{n} (\Gamma_2 - \Gamma_1) - \bar{n} (\Delta_2 - \Delta_1). \quad (3.27)$$

Тогда из (3.25) получим

$$\begin{aligned} W_1(t) &= \frac{\Gamma_2^2}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2} \left\{ 1 + \frac{\Gamma_1^2}{\Gamma_2^2} \exp [\bar{n} (\exp [-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t] - 1)] + \right. \\ &\quad \left. + 2 \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \operatorname{Re} \left[\exp \left[\bar{n} \left(\exp \left[- \left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} - i \operatorname{Re} \gamma (\bar{n}) \right) t \right] - 1 \right) + it \operatorname{Re} p \right] \right] \right\}, \\ W_2(t) &= \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2} \left\{ 1 + \exp [\bar{n} (\exp [-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t] - 1)] - \right. \\ &\quad \left. - 2 \operatorname{Re} \left[\exp \left[\bar{n} \left(\exp \left[- \left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} - i \operatorname{Re} \gamma (\bar{n}) \right) t \right] - 1 \right) + it \operatorname{Re} p \right] \right] \right\}. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Полная вероятность «выживания» атома будет иметь следующий вид:

$$W(t) = W_1(t) + W_2(t) = \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \left\{ 1 + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} \exp [\bar{n} (\exp [-(\Gamma_1 + \Gamma_2)t] - 1)] \right\}. \quad (3.29)$$

Когда $(\Gamma_1 + \Gamma_2)t \ll 1$, мы переходим к выражению (3.22) при $n = \bar{n}$. При больших временах, когда $t \rightarrow \infty$, из выражений (3.28) будем иметь

$$\begin{aligned} W_1(\infty) &\approx \frac{\Gamma_2^2}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2} \left\{ 1 + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} e^{-\bar{n}} \left[\frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} + 2 \cos(t \operatorname{Re} p) \right] \right\}, \\ W_2(\infty) &\approx \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2} \left\{ 1 + e^{-\bar{n}} [1 - 2 \cos(t \operatorname{Re} p)] \right\}. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Так как при $\bar{n} \gg 1$ вторые члены в скобках (3.30) малы, получаем

$$W_1(\infty) \approx \frac{\Gamma_2^2}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2}, \quad W_2(\infty) \approx \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2}. \quad (3.31)$$

Выражения (3.31) совпадают с (3.21), и при $\Gamma_1 \approx \Gamma_2$ опять получаем, что $W_1(\infty) \approx W_2(\infty) = 1/4$. Из выражения (3.29) для полной вероятности нахождения электрона в атоме получаем следующее выражение:

$$W(\infty) = \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2} \left(1 + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_2} e^{-\bar{n}} \right). \quad (3.32)$$

Так как $\bar{n} \gg 1$, то мы приходим к выражению (3.23), и при $\Gamma_1 \approx \Gamma_2$ получаем $W(\infty) = 1/2$.

Аналогичным способом при малом сжатии можно получить выражение для случая сжатого квантованного поля излучения.

В заключение выражаю благодарность М. Л. Тер-Микаеляну, М. В. Федорову и Б. В. Крыжановскому за обсуждение результатов.

Работа выполнена в рамках договора между теоретической лабораторией ИФИ НАН Армении и теоретическим сектором отдела «Мощные лазеры» ИОФ РАН и поддержана Министерством образования и науки РА в рамках темы № 96-772.

Литература

1. F. W. Cummings, Phys. Rev. **140**, A1051 (1965).
2. А. Д. Газазян, ЖЭТФ **51**, 1863 (1966) (Sov. Phys. JETP **24**, 1254 (1967)).
3. J. H. Eberly, N. B. Narozhny, and J. J. Sanches-Mondragon, Phys. Rev. Lett. **44**, 1323 (1980).
4. N. B. Narozhny, J. J. Sanches-Mondragon, and J. H. Eberly, Phys. Rev. A **23**, 236 (1981).
5. H. J. Yoo, J. H. Eberly, and J. J. Sanches-Mondragon, J. Phys. A: Math. Gen. **14**, 1383 (1981).
6. G. Rempe and H. Walter, Phys. Scrip. **36**, 135 (1987).
7. G. Rempe, H. Walter, and N. Klein, Phys. Rev. Lett. **58**, 353 (1987).
8. А. Д. Газазян, М. Л. Тер-Микаелян, Б. Г. Шерман, Известия НАН Армении **28**, 69 (1993).
9. О. А. Алимов, В. Р. Краинов, and А. А. Микеев, Laser Physics **4**, 551 (1994).
10. А. Д. Gazazyan, Laser Physics **5**, 852 (1995).
11. K. Rzazewski and J. Eberly, Phys. Rev. Lett. **47**, 408 (1981).
12. P. E. Coleman, P. L. Knight, and K. Burnett, Opt. Commun. **42**, 171 (1982).
13. P. L. Knight, M. A. Lauder, and B. J. Dalton, Phys. Rep. **190**, 1 (1990).
14. А. Д. Газазян, Р. Г. Унанян, ЖЭТФ **93**, 1590 (1987).
15. M. V. Fedorov and A. M. Movsesian, J. Phys. B **21**, L155 (1988).