Известия НАН Армении, Физика, т.38, №3, с.139-150 (2003)

УДК 539.1

КОЛЛАПС И ВОЗРОЖДЕНИЕ НАСЕЛЕННОСТЕЙ АТОМНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ИЗ-ЗА СУПЕРПОЗИЦИОННОГО ПОСТУПАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

А.Ж. МУРАДЯН, В.А. ПОГОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 29 мая 2002 г.)

Показано, что нахождение атома в суперпозиционном состоянии поступательного движения с равноотстоящими значениями импульса индуцирует коллапс и возрождение во внутренней динамике атома, в частности, в инверсии населенностей энергетических уровней. Магнитуда этих явлений зависит от интенсивности действующего монохроматического поля и зануляется в пределе малых и асимптотически больших интенсивностей.

1. Введение

Наиболее простой системой, тем не менее обладающей довольно богатым спектром квантовых явлений, является двухуровневый атом в одномодовом поле излучения [1]. Общеизвестны, например, квантовые, включая "вакуумные", периодические колебания населенностей энергетических уровней атома в одномодовом резонаторе сверхвысокой добротности [2]. Частота этих колебаний для первоначально возбужденного атома определяется формулой [2]

$$\Omega_n = \sqrt{n+1}\,\Omega_0\,, \tag{1}$$

где n есть начальное число фотонов в резонаторе, а Ω_0 – частота "вакуумных" (n=0) колебаний (если атом первоначально невозбужденный, то $n+1$ в (1) заменяется на n). Из формулы (1) следует также, что если число фотонов в резонаторе не имеет определенного значения, то есть состояние фотонной подсистемы является суперпозиционным, то переходы между энергетическими уровнями атома больше не являются гармоническими. Детальный анализ этого вопроса привел к неожиданному и очень важному с физической точки зрения результату о том, что во временной эволюции энергетических уровней атома появляются совершенно новые явления – коллапсы и возрождения [3].

В работе [4] нами было показано, что коллапс населенностей (подавление осцилляций между атомыми уровнями) может быть индуцирован также за счет суперпозиционного состояния движения центра тяжести атома. Внешнее поле, индуцирующее оптические переходы между энергетическими уровнями, при этом считалось классическим и никак не могло быть источником коллапса. Что касается характера импульсного распределения центра тяжести атома, то он брался непрерывным. Анализ другого случая, когда это распределение является дискретным, точнее, когда состоит из равноудаленных по значениям импульса чистых состояний, и проводится в настоящей работе. Коллапс в этом случае не является полным, как было в случае непрерывного распределения, а чередуется с возрождением амплитуд осцилляций, что снова сменяется коллапсом, и эта картина квазипериодически повторяется. Дискретный характер распределения импульсов в суперпозиционном состоянии центра тяжести атома инициирует возрождение внутренней динамики атома после каждого (неполного) коллапса. Ситуация в этом смысле аналогична той, что уже известна для случая суперпозиционных состояний в фотонной подсистеме. Тем не менее, картина при суперпозиционных состояниях центра тяжести атома несколько богаче, о чем детально будет говориться ниже (§3).

2. Решение уравнения Шредингера в импульсном представлении

Рассмотрим двухуровневый атом, взаимодействующий с монохроматическим полем бегущей волны. Гамильтониан рассматриваемой системы записывается в виде

$$\hat{\mathrm{H}} = \frac{\hat{p}^2}{2M} + \frac{\hbar\omega_0}{2}\hat{\sigma}_3 + \hat{V}(z,t), \tag{2}$$

где $\hat{p}$ – оператор импульса атома, M – его масса, ω_0 – частота оптического перехода между атомными уровнями, $\hat{\sigma}_3$ – квазиспиновый оператор Паули, а $\hat{V}$ – оператор взаимодействия в дипольном приближении:

$$\hat{V}(z,t) = -\hat{d}E(z,t). \tag{3}$$

Здесь $\hat{d}$ есть оператор дипольного момента перехода, $E(z,t)$ – напряженность электрического поля волны, z – координата центра тяжести атома. Включение взаимодействия будем считать мгновенным, так что $E(z,t) = 0$ при $t < 0$, и

$$E(z,t) = E_0 \exp(ikz - i\omega t) + \text{c.c.} \tag{4}$$

при $t \geq 0$, с постоянной амплитудой E_0, частотой ω и волновым вектором $k=\omega/c$. Как видно из (3), векторный характер поля волны не учитывается, что равносильно выбору круговой или линейной поляризации волны (именно в этих случаях возможна замена реальной схемы атомных уровней, вырожденных в общем случае по проекциям момента, на эквивалентную двухуровневую схему).

Обозначим волновые функции нижнего (g) и верхнего (e) состояний через $\varphi_g(\rho,t)$ и $\varphi_e(\rho,t)$ соответственно, где ρ задает внутреннюю координату атома, то есть положение оптического электрона относительно центра тяжести атома. В матричной форме эти волновые функции записываются в виде $\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}$, соответственно. Полная волновая функция (состояние) атома в поле волны представляет собой суперпозицию этих волновых функций (состояний):

$$\Psi(\rho,z,t) = A(z,t)\varphi_g(\rho,t) + B(z,t)\varphi_e(\rho,t)\,. \tag{5}$$

Коэффициент $A(z,t)$ есть амплитуда вероятности того, что в момент времени t атом находится на нижнем энергетическом уровне, а центр тяжести – в точке z. Коэффициент $B(z,t)$ имеет аналогичный смысл для возбужденного состояния.

Поскольку помимо населенностей атомных уровней нас будут интересовать также соответствующие им импульсы, то задачу удобно рассматривать в импульсном представлении. Тем более, что именно здесь проблема собственных значений и собственных функций имеет точное аналитическое решение [5]. Не делая пока никаких предположений относительно характера импульсного распределения, будем иметь

$$A(z,t) = \int a(p,t)\chi_p dp, \quad B(z,t) = \int b(p,t)\chi_p dp\,, \tag{6}$$

где

$$\chi_p = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}}\exp\left(\frac{i}{\hbar}pz\right) \tag{7}$$

есть волновая функция состояния с определенным значением импульса p, а $a(p,t)$ и $b(p,t)$ есть вероятностные амплитуды в импульсном пространстве, нормированные условием

$$\int_{-\infty}^{\infty}|a(p,t)|^2 dp + \int_{-\infty}^{\infty}|b(p,t)|^2 dp = 1\,. \tag{8}$$

В случае непрерывного распределения формулы (6) и (8) применяются непосредственно, а в случае дискретного – интегралы заменяются суммами.

Подставляя гамильтониан и волновую функцию в уравнение Шредингера

$$i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \hat{\mathrm{H}}\Psi\,, \tag{9}$$

после стандартных преобразований получаем систему двух обыкновенных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами для амплитуд $a(p,t)$ и $b(p+k,t)$ [5], общее решение которой можно записать в виде

$$a(p,t) = -\left[\frac{\alpha(p)-\beta(p)}{2\beta(p)}a(p,0) + \frac{\Omega}{2\beta(p)}b(p+\hbar k,0)\right]\exp(-i\omega_g(p)t) + \left[\frac{\alpha(p)+\beta(p)}{2\beta(p)}a(p,0) + \frac{\Omega}{2\beta(p)}b(p+\hbar k,0)\right]\exp(-i\omega'_g(p)t)\,, \tag{10}$$

$$b(p+\hbar k,t) = \left[-\frac{\Omega}{2\beta(p)}a(p,0) + \frac{\alpha(p)+\beta(p)}{2\beta(p)}b(p+\hbar k,0)\right]\exp(-i\omega_e(p)t) + \left[\frac{\Omega}{2\beta(p)}a(p,0) - \frac{\alpha(p)-\beta(p)}{2\beta(p)}b(p+\hbar k,0)\right]\exp(-i\omega'_e(p)t)\,. \tag{11}$$

Здесь $\Omega = 2dE_0/\hbar$ – частота Раби [1], а $d = \left|\left\langle\varphi_g\left|\hat{d}\right|\varphi_e\right\rangle\right|$ – матричный элемент дипольного перехода. Для полноты информации отметим, что частота (1) является именно квантовомеханическим аналогом частоты Раби.

Величина

$$\alpha(p) = \frac{\hbar k^2}{2M} + \frac{pk}{M} + \Delta \tag{12}$$

представляет собой обобщенную расстройку резонанса, включающую обычную расстройку $\Delta = \omega_0 - \omega$, доплеровское смещение pk/M и смещение $\hbar k^2/2M$ из-за квантовой отдачи атома при поглощении и излучении фотона, а

$$\beta(p) = \sqrt{\left(\frac{\hbar k^2}{2M} + \frac{pk}{M} + \Delta\right)^2 + \Omega^2} \tag{13}$$

можно рассматривать как обобщенную частоту Раби, в которой обычная расстройка Δ заменена на расстройку $\alpha(p)$.

Величины

$$\hbar\omega'_{g,e}(p) = \frac{1}{2}\left[\frac{p^2}{2M} + \frac{(p+\hbar k)^2}{2M} \mp \hbar\omega\right] - \frac{\hbar\beta(p)}{2}, \tag{14}$$

$$\hbar\omega_{g,e}(p) = \frac{1}{2}\left[\frac{p^2}{2M} + \frac{(p+\hbar k)^2}{2M} \mp \hbar\omega\right] + \frac{\hbar\beta(p)}{2} \tag{15}$$

суть квазиэнергии, рожденные из нижнего (g) и верхнего (e) состояний атома. Расщепление между квазиэнергиями, как и следовало ожидать, есть обобщенная частота переходов (в единицах $\hbar$): $\omega_g - \omega'_g = \omega_e - \omega'_e = \beta(p)$.

3. Инверсия населенностей энергетических уровней атома. Дискретное распределение состояний поступательного движения

Пусть атом имеет дискретное распределение импульсов. Рассмотрение ограничим наиболее важным с практической точки зрения случаем эквидистантных, с шагом $2\hbar k$, состояний. Такое состояние индуцируется взаимодействием с интенсивным полем стоячей волны при относительно больших значениях расстройки резонанса (приближение адиабатического исключения возбужденного энергетического уровня) и при относительно коротких временах взаимодействия (приближение Рамана–Ната) [6]. Удобно далее перейти к безразмерным величинам для всех относящихся к проблеме физических величин. Масштабом для импульсов будет $\hbar k$, для частот – частота отдачи $\omega_r = \hbar k^2 / 2M$, для времени – ω_r^{-1}. Считая также, что до взаимодействия атом находился на нижнем энергетическом уровне, атомные амплитуды (10) и (11) можно переписать в виде

$$|a(m,t)|^2 = |a(m,0)|^2 - |a(m,0)|^2 \frac{\Omega^2 \sin^2\left(\sqrt{\Omega^2 + (1+4m+\Delta)^2}\, t/2\right)}{\Omega^2 + (1+4m+\Delta)^2}, \qquad (16)$$

$$\left|b(m+\frac{1}{2},t)\right|^2 = |a(m,0)|^2 \frac{\Omega^2 \sin^2\left(\sqrt{\Omega^2 + (1+4m+\Delta)^2}\, t/2\right)}{\Omega^2 + (1+4m+\Delta)^2}. \qquad (17)$$

С их помощью уже можно записать в явном виде выражения

$$n_g(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} |a(m,t)|^2 = 1 - \Omega^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{|a(m,0)|^2 \sin^2\left(\sqrt{\Omega^2 + (1+4m+\Delta)^2}\, t/2\right)}{\Omega^2 + (1+4m+\Delta)^2}, \qquad (18)$$

$$n_e(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left|b(m+\frac{1}{2},t)\right|^2 = \Omega^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{|a(m,0)|^2 \sin^2\left(\sqrt{\Omega^2 + (1+4m+\Delta)^2}\, t/2\right)}{\Omega^2 + (1+4m+\Delta)^2} \qquad (19)$$

для населенностей атомных энергетических уровней, и сделать прямое сопоставление со случаем, когда суперпозиционным является состояние электромагнитного поля (чаще всего рассматривается случай когерентного по Глауберу фотонного поля [3], обладающего наименьшей неопределенностью фазы при данной неопределенности числа фотонов). Сопоставление будем проводить для инверсии населенностей атомных уровней $W(t) = n_e(t) - n_g(t)$.

В рассматриваемом нами случае

$$W_{at}(t) = -1 + 2\sum_{m=-\infty}^{\infty} |a(m,0)|^2 \frac{\Omega^2 \sin^2\left(\sqrt{\Omega^2 + (1+4m+\Delta)^2}\, t/2\right)}{\Omega^2 + (1+4m+\Delta)^2}, \qquad (20)$$

а в случае суперпозиции в фотонном поле –

$$W_{ph}(t) = -1 + 2\sum_{n=-\infty}^{\infty} |a_{ph}(n,0)|^2 \frac{\Omega_0^2 n \sin^2\left(\sqrt{\Omega_0^2 n + \Delta^2}\, t/2\right)}{\Omega_0^2 n + \Delta^2}. \qquad (21)$$

Распределение $|a(m,0)|^2$ в импульсном пространстве играет, как и следовало ожидать, ту же самую роль, что и дискретное распределение $|a_{ph}(n,0)|^2$ числа фотонов в фотонной подсистеме. Аналогия имеется также в остальных членах выражений (20) и (21). Во-первых, квадратные корни представляют рабиевские частоты переходов между атомными энергетическими уровнями для соответствующего случая. Далее, амплитуды этих осцилляций в обоих случаях равны отношению квадратов двух рабиевских частот: резонансных и нерезонансных. Тем не менее между этими случаями имеется и существенное различие. Оно заключается в характере зависимости рабиевских частот от дискретных индексов m и n соответственно, обусловленной разной физической природой происхождения этих зависимостей. Если в случае суперпозиции в фотонной подсистеме зависимость рабиевских частот от дискретного индекса обусловлена вынужденным характером оптических переходов, то в рассматриваемом нами случае физическим механизмом этой зависимости является эффект Доплера. Различие особенно очевидно в случае точного резонанса $\Delta=0$ ($\omega=\omega_0$), когда (20) записывается в виде

$$W_{at}(t)=-1+2\sum_{m=-\infty}^{\infty}\left|a(m,0)\right|^2\frac{\Omega^2\sin^2\left(\sqrt{\Omega^2+(1+4m)^2}\,t/2\right)}{\Omega^2+(1+4m)^2}, \qquad (20')$$

а (21) в виде

$$W_{ph}(t)=-1+2\sum_{n=-\infty}^{\infty}\left|a_{ph}(n,0)\right|^2\sin^2\left(\frac{\Omega_0\sqrt{n}}{2}t\right). \qquad (21')$$

Если амплитуды рабиевских осцилляций, отнесенные к начальным распределениям, в случае "фотонной" суперпозиции постоянны, то в случае "поступательной" суперпозиции они зависят от параметра взаимодействия Ω. Прямым следствием такой зависимости (эффекта Доплера) является то, что характер зависимости $W_{ph}(t)$ определяется исключительно начальным распределением $a_{ph}(n,0)$ (Ω_0 является универсальной постоянной для данного оптического перехода и объема квантования), а характер зависимости $W_{at}(t)$ определяется также интенсивностью действующей волны, входящей через параметр Ω. Именно эту дополнительную возможность управления эволюцией внутренней динамики атома мы имели в виду, представляя в последней части Введения возможности "поступательного" суперпозиционного состояния более богатыми.

Конкретно, это различие состоит в том, что общий коэффициент в (20') (или (20) в общем случае) есть произведение двух членов, по одному из начального распределения и распределения начальных амплитуд осцилляций, имеющего лоренцевский вид. Следовательно, результат их свертки зависит от того, насколько хорошо эти распределения перекрываются, причем место максимума лоренцевского контура в общем случае однозначно определяется расстройкой резонанса, а ширина контура –

интенсивностью волны. Всего этого нет в случае "фотонной" суперпозиции: в случае (21') вовсе нет второго распределения и соответственно свертки, а в общем случае (21) хотя второе распределение и есть $(=\Omega_0^2 n/(\Omega_0^2 n+\Delta^2))$, однако оно нелоренцевское, максимум всегда находится при краевом значении $n=0$ и не зависит от физических параметров системы, и что самое главное, закон уменьшения на крыле распределения качественно медленнее, чем в случае (20).

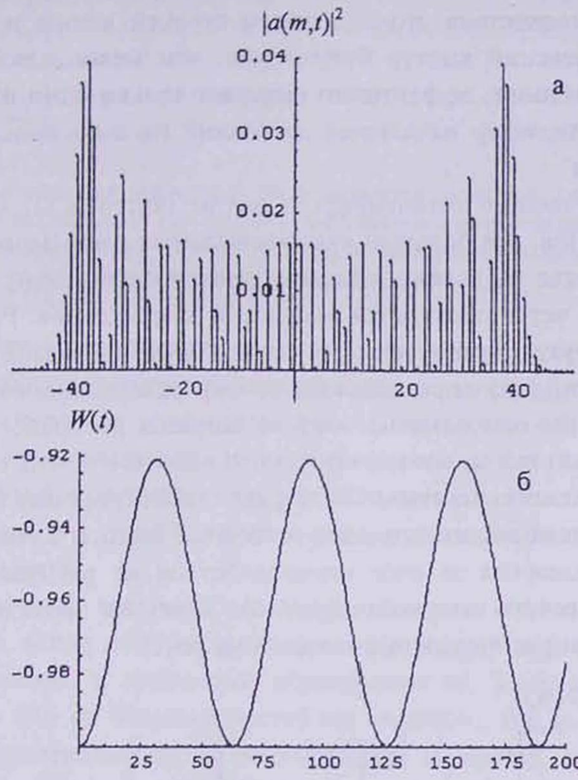

Рис.1. Вид начального распределения вероятностей когерентных импульсных состояний центра тяжести атома (на нижнем энергетическом уровне). Такое распределение получается за счет предварительного взаимодействия атома с полем стоячей волны и дается формулой $|a(m,0)|^2=J^2{}_m(\Omega_s)$ [6], где $J_m(\Omega_s)$ есть функция Бесселя, m=0, ±1, ±2,..., Ω_s – параметр интенсивности в пучностях стоячей волны, значение которого выбрано равным 40 (а). Вид временной эволюции инверсии населенностей энергетических уровней атома при малых интенсивностях монохроматической волны: Ω=0,1. Расстройка резонанса выбрана такой (Δ=–149), чтобы эффективное взаимодействие имело место с одним (из двух) наиболее вероятных импульсных состояний (соответствующим значению m=37 на рис.1а.). Явления коллапса и возрождения отсутствуют (б).

Рассмотрим снова динамику инверсии населенностей в случае поступательного суперпозиционного состояния и выявим характер ее зависимости от интенсивности волны. Начальное распределение при этом будем считать заданным и достаточно широким. Наиболее простым при этом является случай малых интенсивностей $\Omega<1$ (напомним, что частота Ω нормирована на частоту отдачи $\omega_r = \hbar k^2 / 2M$). Тогда в сумме (20) эффективный вклад дает только один член, знаменатель которого минимален, а временная эволюция инверсии населенностей атомных уровней представляет простой гармонический закон осцилляций. Этот случай представлен на рис.1б. Начальное распределение импульсов центра тяжести атома предполагается образованным за счет предварительного взаимодействия атома с полем стоячей волны и показано на рис.1а. Лоренцевский контур будучи уже, чем межмодовое расстояние начальных состояний, эффективно выделяет только одно из них: суперпозиционный характер начальных состояний не выявляется и вовсе не имеет значения

С увеличением интенсивности волны (частоты Ω) лоренцевский контур уширяется, все большее число начальных импульсных состояний атома вовлекается во взаимодействие и дает вклад в $W_{at}(t)$. В динамике последнего все четче образуются коллапс и возрождение. Рис.2б, например, соответствует промежуточному случаю $\Omega=10^{3/2}$. Промежуточность заключается в том, что лоренцевский контур распределения относительных амплитуд все еще заметно меньше ширины распределения начальных импульсов атома и, соответственно, только часть этих состояний дает вклад в эволюцию системы. Этот факт иллюстрирован (рис.2а) с помощью распределения импульсных состояний верхнего энергетического уровня, возбужденных за счет взаимодействия из распределения нижнего энергетического состояния (рис.1а). Характер эволюции при полном перекрытии распределений показан на рис.3.

Рис.2. Распределение возбужденных на верхний энергетический уровень импульсных состояний атома в условиях частичного перекрытия лоренцевского контура (см. текст) с начальным импульсным распределением (в момент времени t=0.0887). Параметр интенсивности волны $\Omega=10^{3/2}$. Сопоставление с начальным распределением рис.1а показывает, что только часть состояний вовлечена в процесс взаимодействия. Деформация контура распределения с подавлением "боковых" относительно резонанса состояний обусловлена эффектом Доплера (а). Динамика инверсии населенностей атомных уровней при этих условиях. Явления коллапса и возрождения четко выявлены (б).

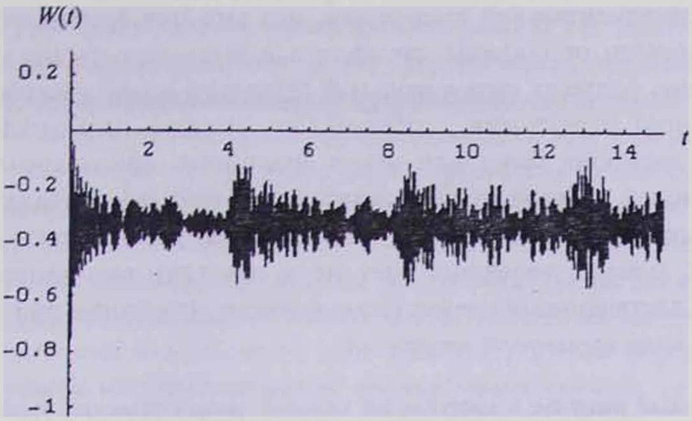

Рис.3. Динамика инверсии населенностей атомных уровней при полном перекрытии начального импульсного распределения лоренцевским профилем ($\Omega = \sqrt{2}\cdot 10^2$). Для максимально лучшего перекрытия расстройка резонанса выбрана равной нулю.

К представленному описанию инверсии населенности следует добавить, что влияние интенсивности волны на динамику не ограничивается только степенью вовлечения начальных состояний. Существенной стороной этого влияния является также зависимость самих частот колебаний от этой интенсивности, так что качественные изменения при переходе от рис.1 к рис.2 и далее к рис.3 частично обусловлены именно этой зависимостью.

Рассмотрим, наконец, эволюцию инверсии при еще больших интенсивностях, когда ширина лоренцевского контура превосходит начальное распределение и полностью перекрывает ее. Заменяя пределы суммирования в (20) от бесконечностей на $-m_0 \leq m \leq m_0$, где m_0 задает границу начального распределения (в условиях рис.1а $m_0 \approx 40$), видим, что роль разных m как в относительной амплитуде, так и в синусоидальных временных осцилляциях ослабевает. В области асимптотически больших интенсивностей, как и при больших расстройках резонанса, этими зависимостями можно грубо пренебречь, заменив $\Omega^2 + (1 + 4m + \Delta)^2$ на $\Omega^2 + \Delta^2$, и получить результат

$$W_{at}(t) \approx -1 + \frac{\Omega^2}{\Omega^2 + \Delta^2} \sin^2\left(\sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}\, t / 2\right), \tag{22}$$

совпадающий со случаем неприготовленного (неподвижного) атома. Ситуация при больших интенсивностях напоминает случай взаимодействия широкополосного излучения с атомным переходом; спектр излучения полностью перекрывает ширину и возможные расщепления атомных уровней и не дает им проявиться.

Следующий вопрос, который представляет интерес с точки зрения экспериментальной реализации, это характер временной эволюции в зависимости от ширины начального импульсного распределения при достаточно больших интенсивностях (ширинах лоренцевского профиля). До полного перекрытия лоренцевского контура начальным распределением эволюция более или менее аналогична предыдущему случаю – постепенный переход от гармонических колебаний к коллапсам и возрождениям. При дальнейшем увеличении ширины начального распределения, однако, эволюция идет не к простому гармоническому виду (22), а к постепенному уменьшению глубины модуляции при почти неизменном виде временной эволюции.

4. Полный импульс и импульс на каждый энергетический уровень атома

Рассмотрим теперь эволюцию импульсов атома, дополняя тем самым общую картину временной эволюции атома. Физический смысл имеют (экспериментально измеримы), помимо полного импульса атома, также импульсы на каждый энергетический уровень. Последние определяются через вероятностные амплитуды:

$$P_g(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_{gm}\left|a(m,t)\right|^2 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} 2m\hbar k\left|a(m,t)\right|^2, \tag{23}$$

$$P_e(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_{em}\left|b(m,t)\right|^2 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (2m+1)\hbar k\left|b(m+\frac{1}{2},t)\right|^2 \tag{24}$$

и представляют вклады нижнего и верхнего энергетического уровней соответственно в общий импульс атома

$$P(t) = P_g(t) + P_e(t)\,. \tag{25}$$

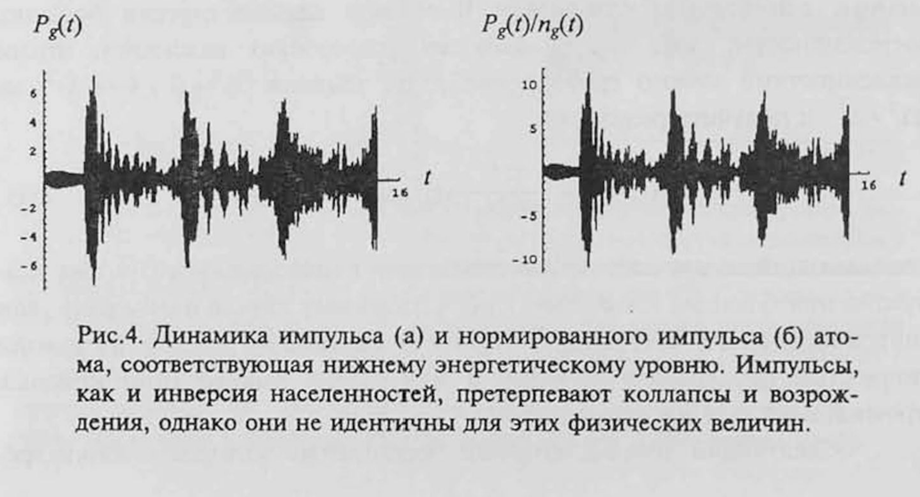

Рис.4. Динамика импульса (а) и нормированного импульса (б) атома, соответствующая нижнему энергетическому уровню. Импульсы, как и инверсия населенностей, претерпевают коллапсы и возрождения, однако они не идентичны для этих физических величин.

В случае экстремально малых интенсивностей все импульсы, как и инверсия населенностей, совершают гармонические колебания. Эволюция импульсов приготовленных в суперпозиционном состоянии атомов в общем случае не повторяет ход населенностей или инверсии населенностей энергетических уровней. Характерный вид коллапсов и возрождений динамики импульсов нижнего энергетического уровня для условий рис.3 (большие интенсивности) показан на рис.4. Физической причиной такого отклонения является то, что импульс на данном энергетическом уровне меняется не только за счет изменения населенности, но и распределения импульсов на этом уровне [7]. Мерой перераспределения импульсов на энергетическом уровне может служить отношение $P_{g,e}(t)/n_{g,e}(t)$: в случае неприготовленного (неподвижного) атома оно постоянно и равно нулю и $\hbar k$ для нижнего и верхнего уровней, соответственно. Динамику этих нормированных импульсов можно видеть на рис.4б.

5. Заключение

На основе анализа общих квантовомеханических соотношений показано, что коллапс и возрождение инверсии атомных населенностей могут быть инициированы с помощью приготовления начального состояния поступательного движения в виде когерентной суперпозиции равноотстоящих по импульсу состояний. Имея в виду, что как физическая, так и практическая стороны такого приготовления состояния центра тяжести атома очень хорошо разработаны на базе взаимодействия моноэнергетических атомных пучков и/или сверхохлажденных атомов с квазирезонансным полем стоячей волны [8], можно заключить, что предложенный метод не менее перспективен, чем широко известный метод генерации этих явлений на основе когерентных полей в резонаторе ультравысокой добротности.

ЛИТЕРАТУРА

1. **L.Allen** and **J.H.Eberly**. Optical Resonance and Two-Level Atoms. Wiley, New York, 1975.
2. **E.T.Jaynes** and **F.W.Cummings**. Proc. IEEE, **51**, 89 (1963); **J.R.Ackerhalt** and **W.Rzazewski**. Phys. Rev. A, **12**, 2549 (1975); **G.Rempe, H.Walther**, and **N.Klein**. Phys. Rev. Lett., **58**, 353 (1987); **S.J.D.Phoenix** and **P.L.Knight**. Phys. Rev. A, **44**, 6023 (1991); **В.М.Арутюнян, А.Ж.Мурадян**. Квант. электрон., **20**, 856 (1993); **S.M.Barnett** and **P.M.Radmore**. Methods in Theoretical Quantum Optics. Clarendon Press, Oxford, 1997; **M.Fortuneto, G.Kurizki**, and **W.P.Schleich**. Phys. Rev. A, **59**, 714 (1999); **A.C.Doberty, T.W.Lynn, C.J.Hood**, and **H.J.Kimble**. Phys. Rev. A, **63**, 013401 (2000).
3. **N.B.Narozhny, J.J.Sanchez-Mondragon**, and **J.H.Eberly**. Phys. Rev. A, **23**, 236 (1981); **J.Gea-Banaclovhe**. Phys. Rev. Lett., **65**, 3385 (1990); **J.Eiselt** and **H.Risken**. Phys. Rev. A, **43**, 346 (1991); **B.W.Shore** and **P.L.Knight**. J. Mod. Opt., **40**, 1195 (1993).

4. **A.Zh.Muradyan** and **V.A.Poghosyan**. Phys. Rev. A, **64**, 013416 (2001).
5. **А.Ю.Пусеп, А.Б.Докторов, А.И.Бурштейн**. ЖЭТФ, **72**, 98 (1977); **G.-J.Zeng, S.-L.Zhou, S.-M.Ao**, and **Z.-Y.Zeng**. Phys. Rev. A, **55**, 2945 (1997).
6. **В.М.Арутюнян, А.Ж.Мурадян**. Доклады АН Арм. ССР, **60**, 275 (1975); **R.J.Cook** and **A.F.Bernhardt**. Phys. Rev. A, **18**, 2533 (1978); **A.F.Bernhardt** and **B.W.Shore**. Phys. Rev. A, **23**, 1290 (1981); **J.Dalibard** and **C.Cohen-Tannoudji**. J. Opt. Soc. Am. B, **2**, 1707 (1985); **P.J.Martin, P.J.Gould, B.G.Oldaker, A.H.Miklich**, and **D.E.Pritchard**. Phys. Rev. A, **36**, 2495 (1987).
7. **A.Zh.Muradyan** and **H.L.Haroutyunyan**. Phys. Rev. A, **62**, 013401 (2000).
8. **P.J.Martin, B.G.Oldaker, A.H.Miklich**, and **D.E.Pritchard**. Phys. Rev. Lett., **65**, 515 (1988); **D.M.Giltner, R.W.McGrown**, and **S.A.Lee**. Phys. Rev. A, **52**, 3966 (1995); **S.Ditr, S.Kunze**, and **G.Rempe**. Quant. Semiclass. Opt., **8**, 531 (1996); **Yu.B.Ovchinnikov, J.H.Muller, M.R.Doerty, E.J.D.Vredenbregt, K.Helmerson, S.L.Rolston**, and **W.D.Phillips**. Phys. Rev. Lett., **83**, 284 (1999).

ԱՏՈՄԱՅԻՆ ԷՆԵՐԳԻԱԿԱՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐԻ ԲՆԱԿԵՑՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԿՈԼԱՊՍԸ ԵՎ ՎԵՐԱԾՆՈՒՄԸ ՇՆՈՐՀԻՎ ՍՈՒՊԵՐՊՈԶԻՑԻՈՆ ՀԱՄԸՆԹԱՑ ՇԱՐԺՄԱՆ

Ա.Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Վ.Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Ընտրելով ատոմի համընթաց քվանտամեխանիկական շարժումը դիսկրետ – սուպերպոզիցիոն վիճակում, ցույց է տրված ատոմային մակարդակների բնակեցվածությունների և ատոմի յուրաքանչյուր էներգիական մակարդակին բաժին ընկնող իմպուլսի համար կոլապսի և վերածնման երևույթների առկայությունը մոնոքրոմատային ալիքի հետ փոխազդելիս: Դինամիկ վարքի մոդուլման խորությունը կախված է ալիքի ինտենսիվությունից, լինելով առավելագույնը ինտենսիվության արժեքների միջանկյալ տիրույթում:

COLLAPSE AND REVIVAL OF ATOMIC ENERGY LEVEL POPULATIONS DUE TO THE SUPERPOSITION TRANSLATIONAL MOTION

A.Zh. MURADYAN, V.A. POGHOSYAN

The existence of collapses and revivals in internal dynamics of an atom, particularly in atomic population inversion when the atomic motion is in a quantum-mechanical superposition state during interaction with a monochromatic wave is shown. The magnitude of modulation is field intensity dependent and is prominently exhibited in the range of intermediate values of intensities.