

РАССЕЯНИЕ АТОМОВ В БИХРОМАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

В. И. Романенко, Л. П. Яценко*

*Институт физики Национальной академии наук Украины
03039, Киев-22, Украина*

Поступила в редакцию 13 апреля 1999 г.

В адиабатическом приближении рассмотрено взаимодействие двухуровневого атома с двумя импульсами света с различными несущими частотами, распространяющимися в противоположных направлениях. Показано, что наличие задержки между световыми импульсами приводит к тому, что в результате взаимодействия с лазерным полем импульс атома изменяется на вполне определенную величину, зависящую от амплитуды световых импульсов и разности их несущих частот. Предсказывается ступенчатая зависимость переданного атому импульса от амплитуды световых импульсов.

PACS: 32.80.Pj, 42.50.Vk

1. ВВЕДЕНИЕ

Механическое воздействие световых полей на атомы теоретически и экспериментально изучается в течение многих лет. Одним из важных примеров является рассеяние атомов стоячей волной [1–4], которую нормально падающий на лазерный луч атом «видит» как два распространяющихся навстречу друг другу световых импульса с одинаковой несущей частотой и одинаковой амплитудой, одновременно с ним взаимодействующих. В течение времени, пока энергией поступательного движения атома вдоль направления распространения импульсов можно пренебречь по сравнению с энергией его взаимодействия с полем (приближение Рамана—Ната), среднеквадратичный переданный атому импульс линейно возрастает со временем, а средний переданный атому импульс равен нулю. Введение временной задержки между импульсами приводит к асимметрии рассеяния атомов, обусловленной формированием когерентной суперпозиции основного и возбужденного состояний полем одной бегущей волны и последующим рассеянием атомов при одновременном взаимодействии с полем двух встречных волн [5–7]. При этом средний переданный импульс уже не равен нулю и прямо пропорционален времени взаимодействия. Так же линейно возрастает и

среднеквадратичное отклонение переданного атому импульса от среднего значения. С другой стороны, на примере бихроматического поля уже давно изучается влияние спектра излучения на процесс взаимодействия атома с полем [8–12]. В частности, было показано, что действующая на атом сила в бихроматическом поле двух стоячих волн, которые можно рассматривать как две встречные бихроматические волны равной амплитуды, может значительно превышать силу светового давления на атом в одной бегущей волне [13–19].

В настоящей работе изучаются особенности рассеяния атомов в поле встречных световых импульсов с временной задержкой между началом их взаимодействия с атомом в случае различающихся несущих частот импульсов. Задержка вместе с различием несущих частот импульсов приводит к качественному изменению картины рассеяния. Возможен такой выбор параметров лазерного излучения, когда, начиная с некоторых времен взаимодействия атома с бихроматическим полем, средний переданный атому импульс практически не зависит от длительности световых импульсов, а среднеквадратичное отклонение переданного атому импульса от среднего значения стремится к нулю. В этом случае изменение параметров лазерного излучения в довольно широких пределах не влияет на результат взаимодействия атома с полем.

*E-mail: vr@marion.iop.kiev.ua

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Будем считать световые импульсы достаточно короткими, чтобы можно было пренебречь спонтанным излучением в течение времени взаимодействия атома со светом. Уравнение Шредингера, описывающее в этом случае взаимодействие двухуровневого атома с полем электромагнитной волны, имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (H_0 - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{E})\Psi, \quad (1)$$

где

$$H_0 = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2M} + \hbar\omega_0 |e\rangle\langle e|, \quad (2)$$

$\hat{\mathbf{p}}$ — оператор импульса атома, $\hbar\omega_0$ — собственное значение гамильтониана неподвижного атома в отсутствие световых полей, соответствующее его возбужденному состоянию $|e\rangle$ (мы полагаем собственное значение, соответствующее основному состоянию $|g\rangle$, равным нулю), $\hat{\mathbf{d}}$ — оператор дипольного момента, \mathbf{E} — суммарная напряженность электрического поля световых импульсов. Для рассматри-

ваемого здесь случая световых импульсов, распространяющихся в противоположных направлениях,

$$\mathbf{E} = E_1(t)\mathbf{e}_1 \cos(\omega_1 t - k_1 z + \varphi_1) + E_2(t)\mathbf{e}_2 \cos(\omega_2 t + k_2 z + \varphi_2), \quad (3)$$

где \mathbf{e}_i — единичные векторы в направлении напряженностей полей световых импульсов, $E_i(t)$ описывают временные зависимости огибающих напряженностей световых полей импульсов, ω_i и k_i — несущие частоты и волновые векторы световых импульсов, φ_i — их начальные фазы. Выбором начала отсчета времени и координаты можно обе начальные фазы установить равными нулю, и в дальнейшем мы положим $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$.

Волновую функцию в координатном представлении представим в виде

$$\Psi = c_e(z, t) \exp(-i\omega_0 t) |e\rangle + c_g(z, t) |g\rangle. \quad (4)$$

Подставляя (3) и (4) в (1), в приближении вращающейся волны находим уравнения для $c_g(z, t)$ и $c_e(z, t)$, при $M \rightarrow \infty$ совпадающие с обычно используемыми при анализе взаимодействия двухуровневого атома с бихроматическим полем [8]:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} c_g \\ c_e \end{bmatrix} = \frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} -\frac{\hbar}{M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} & V_1 \exp(i\eta_1) + V_2 \exp(i\eta_2) \\ V_1 \exp(-i\eta_1) + V_2 \exp(-i\eta_2) & -\frac{\hbar}{M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_g \\ c_e \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где M — масса атома, $\eta_1 = \omega_1 t - \omega_0 t - k_1 z$, $\eta_2 = \omega_2 t - \omega_0 t + k_2 z$, а матричные элементы оператора взаимодействия атома с полем каждого из световых импульсов определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \hbar V_1 &= -\langle g | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{e}_1 | e \rangle E_1, \\ \hbar V_2 &= -\langle g | \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{e}_2 | e \rangle E_2. \end{aligned} \quad (6)$$

Как обычно, мы считаем матричные элементы дипольного момента вещественными. В (5) и далее аргументы, обозначающие зависимость величин от t и z , для упрощения обозначений опущены.

Известно [3], что наблюдение рассеяния атомного пучка не может дать информации о степени когерентности описывающих атомный ансамбль

плоских волн. Наблюдаемые при рассеянии атомного пучка величины можно получить, решив задачу о рассеянии плоской волны и усреднив затем полученный результат по угловому распределению плоских волн. Поэтому в дальнейшем считаем, что атомный пучок до начала взаимодействия со светом представлял собой плоскую волну. Без нарушения общности в рамках используемого приближения также примем, что скорость атомов до взаимодействия со светом была направлена перпендикулярно оси z . Кроме того, учитывая, что $|\omega_1 - \omega_2| \ll \omega_0$, мы пренебрежем в дальнейшем отличием k_1 от k_2 и положим $k_1 = k_2 = k$.

Представим c_g, c_e в виде

$$\begin{aligned} c_g &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_{g,n} \exp\left(\frac{i}{2}(\Delta t - n\delta t)\right) \langle z | n \rangle, \\ c_e &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_{e,n} \exp\left(-\frac{i}{2}(\Delta t + n\delta t)\right) \langle z | n \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\langle z | n \rangle = \exp(inkz)$ — собственная функция в координатном представлении z -компоненты импульса атома, кратной $n\hbar k$,

$$\delta = \omega_1 - \omega_2, \quad \Delta = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2) - \omega_0. \quad (8)$$

Зависящие от времени фазы в (7), несущественные для определения вероятностей $|b_{g,n}|^2$ и $|b_{e,n}|^2$ найти атом в состояниях $|g, n\rangle = |g\rangle \otimes |n\rangle$ и $|e, n\rangle = |e\rangle \otimes |n\rangle$, введены таким образом, чтобы полученные в результате подстановки (7) в (5) уравнения для $b_{g,n}$ и $b_{e,n}$

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t}b_{g,n} &= \frac{1}{2}(2n^2\delta_{rec} + \Delta - n\delta)b_{g,n} + \\ &+ \frac{1}{2}(V_1b_{e,n+1} + V_2b_{e,n-1}), \\ i\frac{\partial}{\partial t}b_{e,n} &= \frac{1}{2}(2n^2\delta_{rec} - \Delta - n\delta)b_{e,n} + \\ &+ \frac{1}{2}(V_1b_{g,n-1} + V_2b_{g,n+1}), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\delta_{rec} = \hbar k^2/(2M)$, содержали в правых частях лишь медленно изменяющиеся со временем коэффициенты.

Из (9) следует, что $b_{g,n}$ с четными значениями n связаны с $b_{e,n}$ с нечетными значениями n и наоборот. Принимая во внимание начальные условия $b_{g,n} = \delta_{n0}$ и $b_{e,n} = 0$ (считаем, что до взаимодействия с полем атом находился в основном состоянии), видим, что отличными от нуля могут быть только $b_{g,n}$ с четными и $b_{e,n}$ с нечетными значениями n . Таким образом, волновую функцию в импульсном представлении можно задать величиной B_n с одним индексом, совпадающей с $b_{g,n}$ для четных n и с $b_{e,n}$ для нечетных n . В этих обозначениях уравнение Шредингера (9) имеет вид

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}B_n = \sum_m H_{n,j}B_j. \quad (10)$$

Отличные от нуля матричные элементы гамильтониана H равны

$$\begin{aligned} H_{n,n} &= \frac{\hbar}{2}[2n^2\delta_{rec} + s(n)\Delta - n\delta], \\ H_{n,n+s(n)} &= \frac{\hbar}{2}V_1, \\ H_{n,n-s(n)} &= \frac{\hbar}{2}V_2, \end{aligned} \quad (11)$$

где $s(n) = (-1)^n$.

В дальнейшем мы рассматриваем случай $\delta \gg \delta_{rec}$ и почти везде пренебрегаем членом, описывающим кинетическую энергию в гамильтониане (приближение Рамана—Ната).

3. ПРИМЕР ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ

Уравнения (10) связывают между собой все амплитуды вероятностей найти атом в состоянии $|g, 2j\rangle$ и в $|e, (2n+1)\rangle$, где j и n — произвольные целые числа, и естественно ожидать, что после взаимодействия с обоими световыми импульсами атом будет находиться в суперпозиции состояний с различными z -компонентами импульса. Пример численного решения этих уравнений, приведенный на рис. 1, показывает, что это не всегда так. На рисунке представлены временные зависимости средней z -компоненты импульса атома,

$$p = \hbar k \sum_n n |B_n|^2, \quad (12)$$

среднеквадратичного отклонения z -компоненты импульса атома от среднего значения,

$$\Delta p = \hbar k \sqrt{\sum_n n^2 |B_n|^2 - p^2}, \quad (13)$$

а также заселенностей состояний $|g\rangle$ и $|e\rangle$,

$$n_g = \sum_{m=-\infty}^{\infty} |B_{2m}|^2, \quad n_e = \sum_{m=-\infty}^{\infty} |B_{2m+1}|^2, \quad (14)$$

при его взаимодействии со встречными световыми импульсами для малых и больших времен взаимодействия с полем. Временные зависимости огибающих напряженностей электрических полей импульсов описываются выражениями

$$\begin{aligned} V_1 &= V_{01}F\left(\frac{t-t_d/2}{\tau}\right), \\ V_2 &= V_{02}F\left(\frac{t+t_d/2}{\tau}\right), \end{aligned} \quad (15)$$

где τ — длительность импульса, t_d — задержка между импульсами,

$$F(x) = \begin{cases} \cos^2(\pi x), & -1/2 \leq x \leq 1/2, \\ 0, & x \leq -1/2, \quad x \geq 1/2. \end{cases} \quad (16)$$

Тот факт, что после длительного взаимодействия с полем ($\delta\tau \gg 1$) величина Δp стремится к нулю,

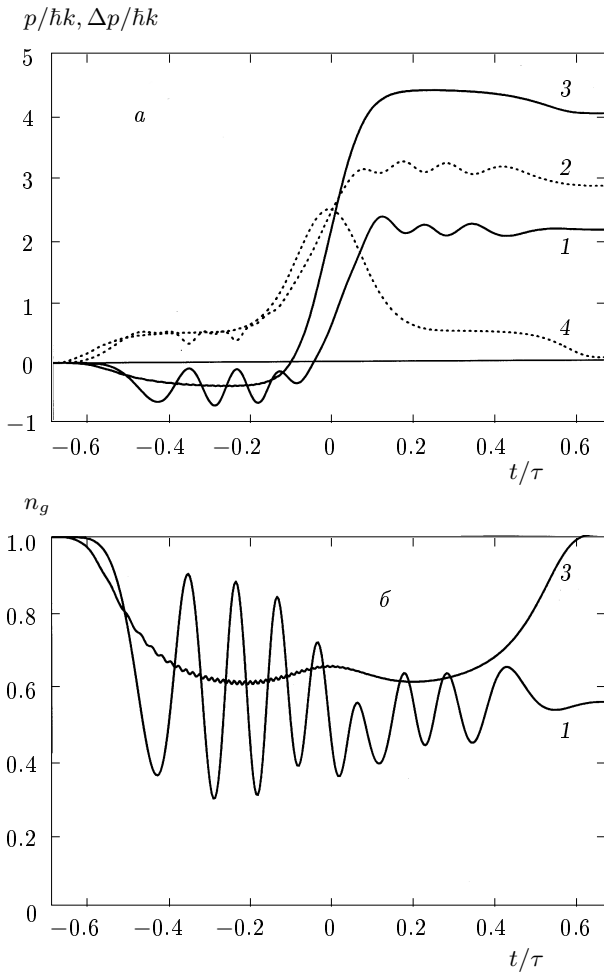


Рис. 1. Зависимости среднего значения z -компоненты импульса атома p (а, сплошные кривые), ее среднеквадратичного отклонения от среднего значения Δp (а, пунктир) в единицах $\hbar k$ и заселенностей основного состояния n_g (б) от времени при взаимодействии атомов со световыми импульсами формы (15) для $\delta\tau = 25$ (кривые 1, 2), $\delta\tau = 200$ (кривые 3, 4). Задержка между импульсами $t_d = 0.35\tau$, максимальное значение частот Раби световых импульсов $V_{01} = V_{02} = 2.4\delta$, $\Delta = 0$, $\delta_{rec} = 0$

указывает на почти полный перенос населенности из состояния $|g, 0\rangle$, в котором первоначально находился атом, в состояние с точно определенной z -компонентой импульса, в данном случае $|g, 4\rangle$. Временные зависимости населенности состояния $|g\rangle$ для различных $\delta\tau$ также указывают на приближение с увеличением $\delta\tau$ решения уравнений (10) к некоторому пределу. Численные расчеты для больших $\delta\tau$ дают практически такие же зависимости $p(t)$, $\Delta p(t)$ и $n_g(t)$, как и для $\delta\tau = 200$. Это указывает на целесо-

образность описания взаимодействия атома с полем с помощью адиабатического базиса. При этом можно ожидать, что при больших $\delta\tau$ атом значительную часть времени взаимодействия с полем пребывает в одном адиабатическом состоянии, являющемся суперпозицией $|g, 2n\rangle$ и $|e, 2j + 1\rangle$ состояний (вообще говоря, целые n и j пробегает все значения от $-\infty$ до $+\infty$).

Отметим, что временная зависимость населенностей при адиабатическом включении и выключении взаимодействия ($\delta\tau \gg 1$) качественно отлична от таковой в случае мгновенного включения взаимодействия [8], когда населенности уровней периодически изменяются от нуля до единицы (при $V_1(t) = V_2(t) = \text{const}$). Очевидно, начальное значение $n_g = 1$ в последнем случае соответствует пребыванию атома в суперпозиции нескольких адиабатических состояний. В результате временная зависимость населенности нижнего состояния определяется интерференцией этих состояний, что и приводит к осцилляции населенностей.

4. АДИАБАТИЧЕСКИЙ БАЗИС

Представим B_n в виде

$$B_n = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C^{(m)} \times \exp\left(-i \int^t \varpi^{(m)}(t') dt'\right) \Phi_n^{(m)}, \quad (17)$$

где $\Phi_n^{(m)}$ и $\hbar\varpi^{(m)}$ — компоненты собственных векторов (адиабатических состояний) и собственные значения гамильтониана H :

$$[H(t) - \hbar\varpi^{(m)}(t)] \Phi^{(m)} = 0. \quad (18)$$

Матричные элементы этого гамильтониана в импульсном представлении даются выражениями (11).

Подставляя (17) в (10) и принимая во внимание (18), а также ортогональность $\Phi^{(m)}$, получим уравнения для $C^{(m)}$:

$$\frac{\partial}{\partial t} C^{(m)} = - \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C^{(j)} \Phi_n^{(m)*} \frac{\partial}{\partial t} \Phi_n^{(j)} \times \exp\left(i \int^t (\varpi^{(m)}(t') - \varpi^{(j)}(t')) dt'\right). \quad (19)$$

Согласно (17), в произвольный момент времени волновая функция представляет собой суперпозицию адиабатических состояний, вклад каждого из которых определяется величиной $C^{(m)}$.

Пусть до начала взаимодействия атома со световыми полями он находился в состоянии $|g, 0\rangle$. Мы будем нумеровать адиабатические состояния таким образом, чтобы до начала взаимодействия с полем номер состояния совпадал с z -компонентой импульса атома в единицах $\hbar k$. Тогда вначале $C^{(m)} = \delta_{m0}$. Соответственно, $\varpi^{(0)}(t) = \Delta/2$ (это несложно увидеть из (11), имея в виду, что при отсутствии полей гамильтониан диагонален). Если выполнено условие

$$\left| \varpi^{(m)}(t) - \varpi^{(j)}(t) \right| \gg 1/\tau, \quad (20)$$

слагаемые с $j \neq m$ практически не вносят вклада в правую часть (19) благодаря быстрой осцилляции экспоненциальных множителей, а слагаемое с $j = m$ приводит только к изменению фазы у $C^{(m)}$. В результате при выполнении условия (20) атом в течение всего времени взаимодействия с полем находится в одном и том же адиабатическом состоянии. Следует, однако, отметить, что по окончании взаимодействия с полем соответствующая этому состоянию энергия $\hbar\varpi^{(0)}(t)$ не обязательно равна $\hbar\Delta/2$. Из вида гамильтониана (11) можно лишь заключить, что она равна $\hbar [2n^2\delta_{rec} + \Delta(-1)^n - n\delta]/2$, где n — целое число. Атом в итоге получает импульс $n\hbar k$, направленный вдоль оси z , и в зависимости от четности n остается в основном состоянии или переходит в возбужденное.

Для того чтобы одно адиабатическое состояние связывало состояния атома с различными z -компонентами импульса, необходимо наличие временного сдвига между световыми импульсами. Очевидно, при $t_d = 0$ в силу симметрии задачи внутреннее состояние атома и его z -компоненты импульса до и после взаимодействия с полем для длинных световых импульсов одинаковой формы совпадают. В частности, для случая симметричной отстройки несущих частот световых импульсов $\Delta = 0$ для импульсов одинаковой формы и амплитуды задача решается точно, и, следуя [8], можно показать, что в адиабатическом приближении после окончания взаимодействия с полем атом остается в состоянии $|g, 0\rangle$.

Изменения состояния атома в процессе взаимодействия с полем можно представить себе следующим образом. Вначале атом находится в состоянии $|g, 0\rangle$. Для определенности примем, что с атомом взаимодействует сначала импульс $E_2(t)$ (I этап), затем — оба импульса (II этап), и в конце взаимодействия — импульс $E_1(t)$ (III этап). Очевидно, на первом этапе поле $E_2(t)$ вызывает переходы между состояниями атома $|g, 0\rangle$ и $|e, -1\rangle$. При этом p не может превышать величины $\hbar k$, а Δp не больше $0.5\hbar k$

(см. рис. 1). Далее, на втором этапе уравнения (10) связывают между собой все состояния атома $|g, j\rangle$ и $|e, n\rangle$, где j — четные, n — нечетные числа. На этом этапе Δp достигает своего максимального значения, затем снова уменьшается примерно до $0.5\hbar k$. Если изменение огибающих напряженностей электрических полей достаточно медленное, на третьем этапе взаимодействия атома с полем заселенной окажется только пара состояний $|g, 2n_f\rangle$ и $|e, 2n_f + 1\rangle$, где n_f — некоторое целое число. После выключения поля $E_1(t)$ атом окажется в одном из этих двух состояний.

Если критерий (20) не выполняется в течение некоторого короткого (по сравнению с длительностью импульса τ) интервала времени и энергии адиабатических состояний $\hbar\varpi^{(n)}$ и $\hbar\varpi^{(j)}$ при этом столь близки, что между соответствующими адиабатическими состояниями возможны переходы Ландау—Зинера с вероятностью близкой к единице, атом после каждого из этих переходов пребывает в одном адиабатическом состоянии. В результате атом оказывается в основном или возбужденном состоянии с определенной величиной z -компоненты импульса. Если же вероятности переходов Ландау—Зинера заметно отличны от единицы и нуля, например в случае, когда кривые, описывающие зависимости энергий адиабатических состояний от времени, касаются, после окончания взаимодействия с полем населенными могут оказаться состояния с различными z -компонентами импульса.

Рисунок 2 иллюстрирует зависимость энергий адиабатических состояний от времени для значений параметров импульсов, соответствующих рис. 1. Энергия адиабатического состояния, в котором находится атом, показана жирной линией. Видно, что до прихода первого импульса света z -компонента импульса равна нулю, а после окончания взаимодействия с обоими импульсами она равна $4\hbar k$.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим теперь зависимость переданного атому импульса от различных параметров, характеризующих световые импульсы (15). Очевидно, результат взаимодействия атома со светом не должен зависеть от изменений задержки между импульсами, их амплитуд, величин отстроек δ и Δ до тех пор, пока вызванная изменением этих параметров деформация кривых, описывающих временные зависимости энергий адиабатических состояний, не изменит качественно их взаимного

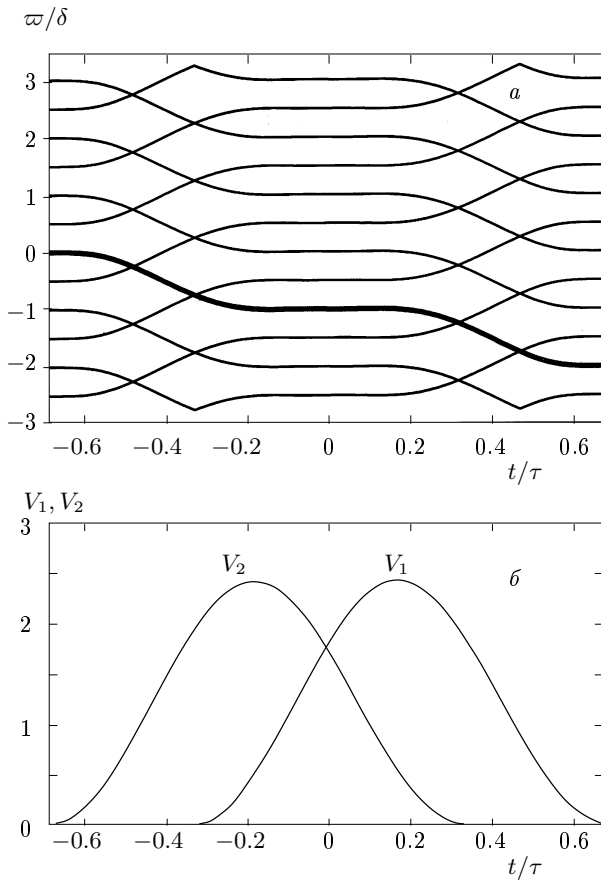


Рис. 2. Зависимости энергий адиабатических состояний $\hbar\omega^{(m)}$ в единицах $\hbar\delta$ от времени (а) и временные зависимости частот Раби световых импульсов (б). Жирной линией выделена энергия, соответствующая нулевой z -компоненте начального импульса атома. Значения параметров импульсов те же, что и на рис. 1

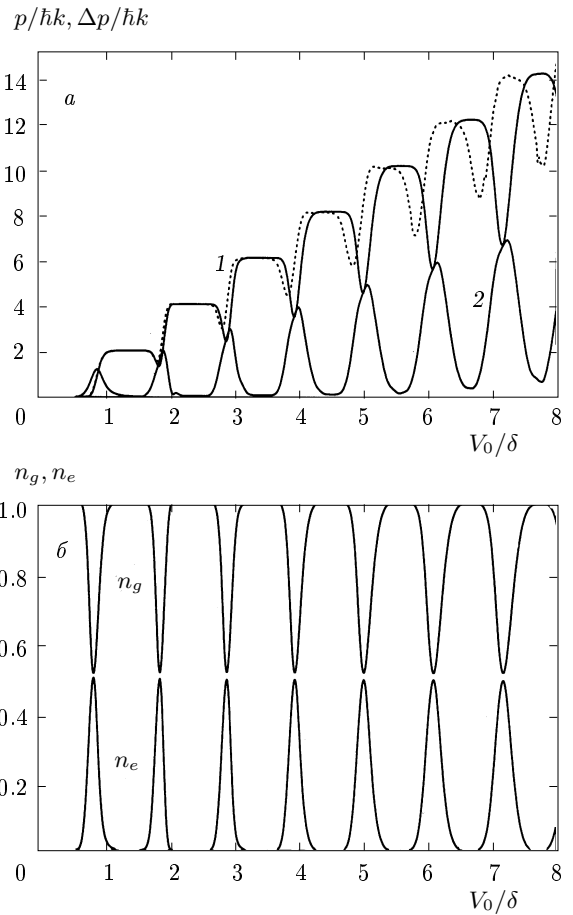


Рис. 3. Зависимости от V_0/δ среднего значения z -компоненты импульса атома p (а, кривая 1 — $\delta_{rec} = 0$, пунктир — $\delta_{rec} = 0.002\delta$), ее среднеквадратичного отклонения от среднего значения Δp (а, кривая 2 — $\delta_{rec} = 0$) в единицах $\hbar k$ и населенностей основного и возбужденного состояний (б, $\delta_{rec} = 0$). Значения параметров импульсов: $\delta\tau = 200$, $\Delta = 0$, $t_d = 0.35\tau$

расположения. Дальнейшее изменение этих параметров после прохождения некоторой переходной области должно привести к переходу атома в новое конечное состояние, которому соответствует другое значение p . Исходя из этого, можно ожидать ступенчатый характер зависимости переданного атому импульса от параметров, описывающих импульсы света.

На рис. 3 показаны зависимости от V_0 величин p и Δp , а также населенностей основного и возбужденного состояний для случая одинаковых амплитуд $V_0 = V_{01} = V_{02}$ и симметричной отстройки несущих частот световых импульсов относительно частоты ω_0 как в приближении Рамана—Ната, так и с учетом кинетической энергии в гамильтониане. В результате взаимодействия со светом при значениях V_0 , лежащих в области ступеней, атом ока-

зывается в основном состоянии, и перенос населенностей между атомными состояниями не происходит. В середине переходных областей между ступенями наблюдается выравнивание населенностей состояний $|g\rangle$ и $|e\rangle$, т.е. результат действия на атом двух световых импульсов различной частоты аналогичен результату действия одного резонансного атомному переходу импульса площадью $\pi/2$ с тем отличием, что возможна существенно большая передача импульса. Значение p для данного V_0 может быть оценено из простых соображений. Для $\Delta = 0$ при $|t| \ll \tau$ (в середине времени взаимодействия с полем) $|\varpi^{(0)}| \sim V_0/2$. Принимая во внимание зависимости $\varpi^{(0)}(t)$ (см. рис. 2), можно считать, что по окончании взаимодействия с полем $|\varpi^{(0)}| \sim V_0$. По-

сколько изменение $\varpi^{(0)}$ на δ соответствует изменению импульса на $2\hbar k$, находим $p \sim 2\hbar k V_0/\delta$, что хорошо согласуется с результатами расчета. Учет кинетической энергии в гамильтониане изменяет расстояние между энергиями адиабатических состояний $\hbar\varpi^{(j)}$, и положение ступеней на зависимости $p(V_0)$ изменяется. Даже если величина кинетической энергии атома $K = \hbar\delta_{rec}(p/\hbar k)^2$, приобретенной после взаимодействия с полем, и мала (в правой части графика она меньше 1/10 энергии взаимодействия атома с полем), ее учет все же может быть существенным, если она сравнима с расстоянием между собственными значениями гамильтониана (11), которое составляет $\sim \hbar\delta$ при отсутствии поля (в правой части графика она равна примерно 1/2 этой величины, а в области третьей ступени, где учет кинетической энергии практически не изменяет результата, полученного в приближении Рамана—Ната, $K/\hbar\delta = 0.07$).

Зависимости p , Δp и n_g , n_e от Δ для случая одинаковых амплитуд световых импульсов $V_0 = V_{01} = V_{02}$ и $\delta_{rec} = 0$ показаны на рис. 4. В отличие от случая $\Delta = 0$, здесь возможен перенос населенностей между состояниями $|e\rangle$ и $|g\rangle$ с передачей импульса атома на нечетное количество $\hbar k$, т. е. результат действия на атом двух световых импульсов различной частоты при $\Delta \neq 0$ аналогичен результату действия одного резонансного атомному переходу импульса площадью π , либо импульса с медленно изменяющейся частотой ω от $\omega - \omega_0 \ll -V_0$ до $\omega - \omega_0 \gg V_0$. Выбирая отношение Δ/δ в промежуточной между ступенями области, можно в результате получить когерентную суперпозицию $|e\rangle$ - и $|g\rangle$ -состояний атома. На рисунке видно, что равенство $n_e = n_g$ достигается при нескольких значениях отношения Δ/δ , в частности, при $\Delta = \pm\delta/2$. При этих двух значениях Δ несущая частота одного из световых импульсов находится в резонансе с частотой атомного перехода, а собственные значения при отсутствии поля двукратно вырождены, так что с самого начала взаимодействия с полем атом описывается суперпозицией двух адиабатических состояний, одно из которых при $V_0 = 0$ соответствует атому в основном, а другое — в возбужденном состоянии. Естественно ожидать, что после окончания взаимодействия с полем он будет описываться суперпозицией двух состояний $|g, 2j\rangle$ и $|e, (2n+1)\rangle$, где j и n — некоторые целые числа. При $\Delta = +\delta/2$ в резонансе с частотой атомного перехода находится несущая частота импульса $E_2(t)$, который первым взаимодействует с атомом. Средний переданный атому импульс равен

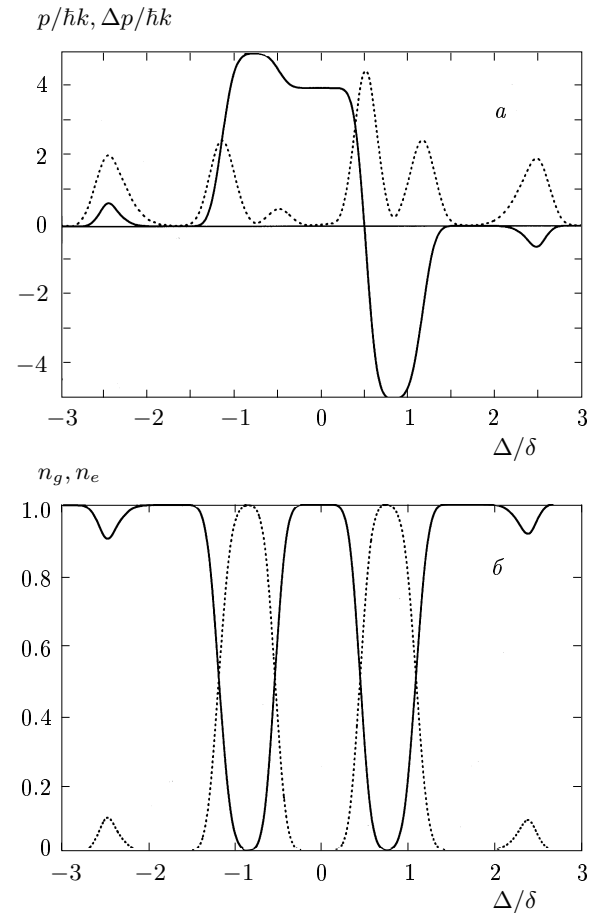


Рис. 4. Зависимости от Δ/δ среднего значения z -компоненты импульса атома p (а, сплошная кривая), ее среднеквадратичного отклонения от среднего значения Δp (а, пунктир) в единицах $\hbar k$ и населенностей основного n_g (б, сплошная кривая) и возбужденного n_e (б, пунктир) состояний. Значения параметров импульсов: $\delta\tau = 200$, $V_{01} = V_{02} = 2.4\delta$, $t_d = 0.35\tau$, $\delta_{rec} = 0$

$-0.5\hbar k$, $\Delta p = 4.5\hbar k$. Из этого можно сделать вывод (подтверждающийся и расчетом функции распределения атома по импульсам), что после окончания взаимодействия с полем атом находится в суперпозиции одинаково заселенных основного состояния с импульсом $4\hbar k$ и возбужденного состояния с импульсом $-5\hbar k$. В случае $\Delta = -\delta/2$ в резонансе с частотой атомного перехода находится несущая частота импульса $E_1(t)$, который последним взаимодействует с атомом. Средний переданный атому импульс равен $4.5\hbar k$, $\Delta p = 0.5\hbar k$. Из этого следует, что после окончания взаимодействия с полем атом находится в суперпозиции одинаково заселенных основного состояния с импульсом $4\hbar k$ и

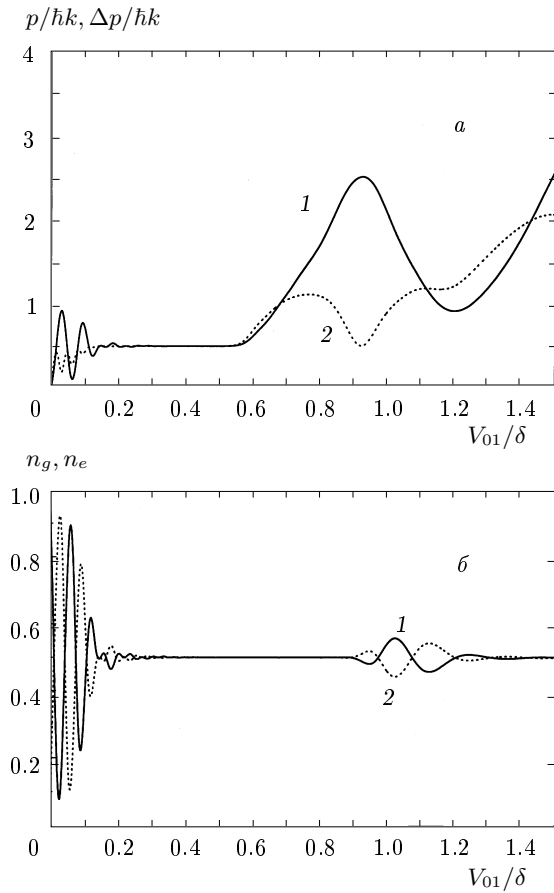


Рис. 5. Зависимости от V_{01}/δ среднего значения z -компоненты импульса атома p (а, 1), ее среднеквадратичного отклонения от среднего значения Δp (а, 2) в единицах $\hbar k$ и населенностей основного n_g (б, 1) и возбужденного n_e (б, 2) состояний. Значения параметров импульсов: $\delta\tau = 200$, $\Delta = -0.5\delta$, $V_{02} = 3V_{01}$, $t_d = 0.35\tau$, $\delta_{rec} = 0$

возбужденного состояния с импульсом $5\hbar k$.

На рис. 5 представлены зависимости p , Δp и n_g , n_e от V_{01} в случае $\Delta = -\delta/2$. В области малых амплитуд импульсов на атом воздействует в основном только импульс $E_1(t)$, несущая частота которого резонансна частоте атомного перехода, и наблюдаются осциллирующие зависимости от его амплитуды (по существу — от площади импульса). С увеличением амплитуд импульсов населенности обоих атомных состояний после взаимодействия с полем сравниваются. Равенство результирующих населенностей имеет место и в случае больших полей, когда заселяются состояния с z -компонентой импульса, большей $\hbar k$. Атом при этом описывается суперпозицией нескольких, вообще говоря, больше двух, состояний с различными импульсами. Например, при

$V_{01}/\delta = 0.7$ и $V_{01}/\delta = 1.1$ (значения других параметров указаны в подписи к рисунку) примерно одинаково заселены состояния с z -компонентой импульса $0, \hbar k, 2\hbar k, 3\hbar k$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При адиабатическом взаимодействии атома с двумя встречными световыми импульсами с различными несущими частотами ($V_0\tau \gg 1$, $\delta\tau \gg 1$) и наличии задержки во времени между импульсами происходит изменение импульса атома на $n\hbar k$, где n — целое число. Существуют довольно широкие области значений параметров световых импульсов (амплитуды, отстройки несущих частот от частоты перехода между основным и возбужденным состояниями атома, временной задержки между импульсами), внутри которых их изменение практически не влияет на конечное состояние атома и переданный ему импульс. Существенной особенностью является то, что в большинстве случаев дисперсия переданного атому импульса мала по сравнению с импульсом фотона и стремится к нулю с увеличением времени взаимодействия поля с атомом. Таким образом, если до взаимодействия с полем атом описывался плоской волной, то и после взаимодействия с полем он будет описываться плоской волной.

Наиболее просто особенности рассеяния атома бихроматическим полем встречных световых импульсов можно было бы наблюдать в эксперименте по рассеянию монохроматического атомного пучка полем двух монохроматических встречных гауссовых пучков, смещенных таким образом, чтобы пролетающий атом «видел» вначале только один пучок, затем оба и в конце взаимодействия только другой пучок. Несущие частоты обоих пучков должны различаться на величину порядка амплитуды полей (в единицах частоты). Тогда будет наблюдаться один дифракционный максимум рассеяния атомов, порядок которого должен изменяться с изменением амплитуды полей. В случае настройки несущих частот полей в область резонанса с частотой перехода время пролета атома через область взаимодействия должно быть существенно меньше времени спонтанного излучения атома с верхнего уровня.

Авторы благодарны Д. В. Суровцеву за помощь в проведении численных расчетов.

Работа выполнена при поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Госу-

дарственного комитета Украины по вопросам науки и интеллектуальной собственности (грант 2.4/179).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Миногин, В. С. Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, Наука, Москва (1986).
2. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, Наука, Москва (1991).
3. C. S. Adams, M. Siegel, and J. Mlynek, *Phys. Rep.* **240**, 143 (1994).
4. H. Wallis, *Phys. Rep.* **255**, 203 (1995).
5. В. И. Романенко, Л. П. Яценко, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 920 (1996).
6. А. М. Ishkhanyan, *Laser Phys.* **7**, 1225 (1997).
7. В. И. Романенко, Л. П. Яценко, *ЖЭТФ* **113**, 563 (1998).
8. С. П. Гореславский, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **76**, 26 (1979).
9. С. П. Гореславский, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **77**, 1340 (1979).
10. А. М. Бонч-Бруевич, Т. А. Вартамян, Н. А. Чигирь, *ЖЭТФ* **77**, 1899 (1979).
11. Н. А. Браун, Г. П. Мирошниченко, *ЖЭТФ* **81**, 63 (1981).
12. R. Grimm, J. Söding, and Yu. B. Ovchinnikov, *Opt. Lett.* **19**, 658 (1994).
13. А. П. Казанцев, И. В. Краснов, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 264 (1987).
14. В. С. Войцехович, М. В. Данилейко, А. М. Негрийко, В. И. Романенко, Л. П. Яценко, *ЖТФ* **58**, 1174 (1988).
15. A. P. Kazantsev and I. Krasnov, *J. Opt. Soc. Amer. B* **6**, 2140 (1989).
16. В. С. Войцехович, М. В. Данилейко, А. М. Негрийко, В. И. Романенко, Л. П. Яценко, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 136 (1989).
17. В. С. Войцехович, М. В. Данилейко, А. М. Негрийко, В. И. Романенко, Л. П. Яценко, *ЖЭТФ* **99**, 393 (1991).
18. J. Söding, R. Grimm, Yu. B. Ovchinnikov, Ph. Bouyer, and Ch. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1420 (1997).
19. M. R. Williams, F. Chi, M. T. Cashen, and H. Metcalf, *Phys. Rev. A* **60**, R1763 (1999).