

## РАССЕЯНИЕ АТОМОВ В ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ВОЛН. ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ

*В. И. Романенко, Л. П. Яценко*

*Институт физики Национальной академии наук Украины  
252650, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 23 мая 1997 г.

Исследовано рассеяние атома в поле встречных световых волн в условиях, когда начальное состояние атома является суперпозицией основного и возбужденного состояний. Для случая создания этой суперпозиции полем бегущей волны аналитически найдена функция распределения атома по импульсам после рассеяния его стоячей волной в приближении малого времени взаимодействия, когда можно пренебречь движением атома. Более длительное взаимодействие атома с полем исследовано численно. Рассмотрен также случай, когда встречные световые волны представляют собой гауссовы или супергауссовы импульсы.

1. Движение атомов в поле стоячей световой волны является предметом всесторонних исследований в течение многих лет [1–6]. Обусловлено это как интересной физикой происходящих при этом многофотонных процессов, так и широким использованием стоячих световых волн в различных устройствах атомной оптики [7]. Следует отметить, что практически во всех посвященных этому вопросу работах рассматривалось рассеяние атомов, находящихся в начальный момент в основном состоянии. В работе авторов [8] было показано, что это значительно обедняет возможную картину движения. Оказывается, что если атом первоначально находится в приготовленной определенным образом когерентной суперпозиции основного и возбужденного состояний, это приводит к новому эффекту — асимметрии его рассеяния полем стоячей волны. Это явление может быть положено в основу объяснения особенностей экспериментально наблюдавшейся в [9, 10] картины рассеяния атомов в поле коротких встречных лазерных импульсов.

В данной работе проведен подробный анализ рассеяния атома в поле стоячей световой волны в случае, когда в начале взаимодействия со стоячей световой волной атом находится в когерентной суперпозиции основного и возбужденного состояний. В частности, рассмотрено взаимодействие атома со стоячей световой волной в области параметров, где эффект Доплера играет существенную роль. Численно промоделировано также взаимодействие атомов с полем двух встречных волн, временные зависимости огибающих которых качественно близки к временным зависимостям взаимодействующих с атомом световых полей в условиях эксперимента (сдвинутые по времени гауссовы и «супергауссовы» импульсы). Мы предполагаем, что время взаимодействия атома со световыми полями мало, так что спонтанным излучением с верхнего уровня за время действия полей можно пренебречь. Кроме того, ставя цель выяснить качественные особенности влияния начальной пространственной модуляции амплитуд вероятности основного или возбужденного состояний на картину рассеяния, в данной работе мы ограничились двухуровневой моделью атома.

2. Уравнение Шредингера, описывающее взаимодействие двухуровневого атома с полем электромагнитной волны, имеет вид

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

где

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

$\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$  — оператор импульса атома,  $m$  — его масса,  $\hbar\omega_0$  — собственное значение гамильтониана неподвижного атома при отсутствии 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,  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля световой волны.

Как известно, взаимодействие атомного пучка с полем стоячей волны приводит к его размытию в импульсном пространстве [11, 12]. Величина этого размытия линейно возрастает со временем до тех пор, пока возникающая из-за эффекта Доплера отстройка частоты атомного перехода от частоты поля не снижает эффективность взаимодействия атомов с полем.

Рассмотрим вначале рассеяние атома в поле стоячей волны при небольших временах взаимодействия атома с полем, когда эффектом Доплера можно пренебречь.

Пусть атом при  $t > 0$  взаимодействует с полем стоячей волны

$$\mathbf{E} = 2\mathbf{e}E_0 \sin(kx) \cos(\omega t), \quad (3)$$

где  $\mathbf{e}$  — единичный вектор в направлении электрического поля.

Решение уравнения (1) ищем в виде

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

Подставляя (4) и (3) в (1), в приближении вращающейся волны находим уравнения для  $c_g(x, t)$  и  $c_e(x, t)$ :

$$\begin{aligned} \dot{c}_g(x, t) &= iV_0 \sin(kx) \exp(i\delta t) c_e(x, t), \\ \dot{c}_e(x, t) &= iV_0 \sin(kx) \exp(-i\delta t) c_g(x, t), \end{aligned} \quad (5)$$

где введены обозначения  $V_0 = \langle e|\hat{\mathbf{d}}\mathbf{e}|g\rangle E_0/\hbar$ ,  $\delta = \omega - \omega_0$ . Величину  $V_0$  мы полагаем вещественной и неизменной в течение времени  $t_{int}$  взаимодействия атома с полем стоячей волны. При выводе (5) мы пренебрегли движением атома во время взаимодействия с полем и опустили слагаемое  $\hat{\mathbf{p}}^2/2m$  в  $H_0$ . Как известно [7], движением атома можно пренебречь при  $t_{int} \ll T_{RN}$  (область Рамана–Ната), где

$$T_{RN} = 2\pi/\sqrt{2\delta_r V_0}. \quad (6)$$

Здесь  $\delta_r = \hbar k^2/2m$ .

Решая (5), находим

$$\begin{aligned}
 c_g(x, t) &= \left\{ c_g(x, 0) \cos\left(\frac{Vt}{2}\right) + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{i}{V} \left[ -\delta c_g(x, 0) + 2V_0 \sin(kx) c_e(x, 0) \right] \sin\left(\frac{Vt}{2}\right) \right\} \exp\left(\frac{i}{2}\delta t\right), \\
 c_e(x, t) &= \left\{ c_e(x, 0) \cos\left(\frac{Vt}{2}\right) + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{i}{V} \left[ \delta c_e(x, 0) + 2V_0 \sin(kx) c_g(x, 0) \right] \sin\left(\frac{Vt}{2}\right) \right\} \exp\left(-\frac{i}{2}\delta t\right),
 \end{aligned} \tag{7}$$

где введено обозначение  $V = \sqrt{\delta^2 + 4V_0^2 \sin^2(kx)}$ .

Найдем средний переданный атому импульс

$$\langle \Delta p \rangle = -i\hbar \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \Psi^*(x, t) \frac{\partial}{\partial x} \Psi(x, t) - \Psi^*(x, 0) \frac{\partial}{\partial x} \Psi(x, 0) \right] dx \tag{8}$$

к моменту времени  $t$  от начала взаимодействия атома с полем стоячей волны. Подстановка (7) в (8) дает

$$\begin{aligned}
 \langle \Delta p \rangle &= \hbar k V_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(kx)}{V^3} \left\{ \left[ V^3 t - \delta^2 (Vt - \sin(Vt)) \right] \left[ \rho_{ge}(x) + \rho_{eg}(x) \right] + \right. \\
 &\quad \left. + 2i\delta V \sin^2\left(\frac{Vt}{2}\right) \left[ \rho_{ge}(x) - \rho_{eg}(x) \right] + \right. \\
 &\quad \left. + 2\delta V_0 \sin(kx) \left[ Vt - \sin(Vt) \right] \left[ \rho_{ee}(x) - \rho_{gg}(x) \right] \right\} dx,
 \end{aligned} \tag{9}$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned}
 \rho_{gg}(x) &= c_g^*(x, 0) c_g(x, 0), & \rho_{ee}(x) &= c_e^*(x, 0) c_e(x, 0), \\
 \rho_{ge}(x) &= c_g^*(x, 0) c_e(x, 0), & \rho_{eg}(x) &= \rho_{ge}^*(x).
 \end{aligned} \tag{10}$$

Пусть в момент времени  $t = 0$  атом описывается волновым пакетом,  $x_0$  — какая-либо его характерная точка, описывающая положение волнового пакета в пространстве, например его «центр тяжести»:

$$x_0 = \int_{-\infty}^{\infty} x \left[ \rho_{gg}(x) + \rho_{ee}(x) \right] dx. \tag{11}$$

Можно показать, что в случае, когда зависимость от координаты  $x$  величин  $\rho_{gg}(x)$ ,  $\rho_{ee}(x)$  и  $\rho_{ge}(x)$  можно представить в виде функций от  $x - x_0$  (т.е. вид волнового пакета атома в системе координат, связанной с его «центром тяжести», не зависит от его положения относительно узлов и пучностей стоячей волны), усреднение (9) по  $x_0$  дает  $\langle \Delta p \rangle = 0$ . Для иллюстрации рассмотрим случай точной настройки частоты излучения на частоту атомного перехода ( $\delta = 0$ ). Для  $\langle \Delta p \rangle$  тогда имеем

$$\langle \Delta p \rangle = \hbar k V_0 \int_{-\infty}^{\infty} \cos(kx) [\rho_{ge}(x) + \rho_{eg}(x)] dx. \quad (12)$$

Вводя обозначение  $\rho_{ge}(x) + \rho_{eg}(x) = f(x - x_0)$  и делая замену переменных  $x = x_0 + x'$  в интеграле (12), находим

$$\langle \Delta p \rangle = \hbar k V_0 \int_{-\infty}^{\infty} \cos(kx' + kx_0) f(x') dx'. \quad (13)$$

Усреднение (13) по  $x_0$  на интервале  $(0, 2\pi/k)$ , очевидно, дает  $\overline{\langle \Delta p \rangle} = 0$ . Таким образом, в случае, когда атомный пучок представляет собой ансамбль атомов, описываемых идентичными волновыми пакетами, распределенными первоначально в области с шириной, значительно превышающей  $2\pi/k$ , средний переданный атомному пучку импульс равен нулю. В основе этого вывода лежит вид зависимости суммы  $\rho_{ge}(x) + \rho_{eg}(x)$  от  $x, x_0$ . Положив, например,  $\rho_{ge}(x) + \rho_{eg}(x) = f(x - x_0) \cos(kx)$ , несложно видеть, что  $\overline{\langle \Delta p \rangle} \neq 0$ . Можно ожидать, что стоячая волна способна передать перпендикулярному ей атомному пучку импульс, если  $\rho_{ge}(x) + \rho_{eg}(x) = f(x - x_0) f_0(x)$ , где  $f_0(x)$  — произвольная осциллирующая функция  $x$  с периодом  $2\pi/k$ .

В общем случае произвольной отстройки частоты света от частоты атомного перехода,  $\delta \neq 0$ , как несложно видеть из (9), средний переданный атому импульс может быть отличен от нуля, если  $\rho_{ge}(x)$  и  $\rho_{eg}(x)$  содержат пространственные гармоники с периодом  $2\pi/k$ , либо  $\rho_{gg}(x)$  или  $\rho_{ee}(x)$  содержат пространственные гармоники с периодом  $\pi/k$ .

В работе авторов [8] предложено осциллирующие зависимости  $\rho_{ge}(x)$  и  $\rho_{eg}(x)$  от  $x$  с периодом  $2\pi/k$  создавать при помощи бегущей волны, действующей некоторое время на атом до его взаимодействия с полем стоячей волны. Осциллирующие зависимости  $\rho_{gg}(x)$  и  $\rho_{ee}(x)$  с периодом  $\pi/k$  можно создать при взаимодействии атома с полем вспомогательной стоячей волны, узлы которой сдвинуты относительно основной стоячей волны, которая обеспечивает направленное изменение импульса атомов [4]. При этом первая волна приводит к пространственной модуляции населенностей основного и возбужденного состояний, а вторая волна при условии  $\delta \neq 0$  приводит к направленному изменению импульса атомов в пучке.

Здесь мы рассмотрим первую возможность, имея в виду простоту реализации (например, атом в поле встречных импульсов или атомный пучок, пересекающий два параллельных, смещенных в пространстве частично перекрывающихся лазерных пучка). Кроме того, в этом случае не требуется длительного взаимодействия атомов с полем, необходимого для их смещения вдоль стоячей волны на расстояние порядка длины волны.

Найдем  $c_g(x, 0)$  и  $c_e(x, 0)$ , предполагая, что атом при  $t < -\tau$  находился в основном состоянии, а затем в течение времени  $\tau$  взаимодействовал с полем бегущей волны

$$\mathbf{E} = \mathbf{e} E_0 \sin(kx - \omega t + \varphi). \quad (14)$$

При  $\varphi = 0$  это поле совпадает с полем одной из двух бегущих волн, составляющих стоячую волну (3). Как и ранее, решение уравнения Шредингера (1) ищем в виде (4). Решая уравнения для  $c_g(x, t)$  и  $c_e(x, t)$

$$\begin{aligned} \dot{c}_g(x, t) &= -\frac{V_0}{2} c_e(x, t) \exp(-ikx + i\delta t - i\varphi), \\ \dot{c}_e(x, t) &= \frac{V_0}{2} c_g(x, t) \exp(ikx - i\delta t + i\varphi) \end{aligned} \quad (15)$$

с начальными условиями  $c_g(x, -\tau) = c(x)$  и  $c_e(x, -\tau) = 0$ , находим

$$\begin{aligned} c_g(x, 0) &= \left[ \cos \frac{\vartheta}{2} - \frac{i\delta}{\tilde{V}} \sin \frac{\vartheta}{2} \right] \exp\left(i \frac{\delta\tau}{2}\right) c(x), \\ c_e(x, 0) &= \frac{V_0}{\tilde{V}} \sin \frac{\vartheta}{2} \exp\left(i \frac{\delta\tau}{2} + ikx + i\varphi\right) c(x), \end{aligned} \quad (16)$$

где введены частота Раби  $\tilde{V} = \sqrt{\delta^2 + V_0^2}$  и площадь импульса  $\vartheta = \tilde{V}\tau$  бегущей волны. Выражения (16) вместе с (4) и (7) определяют волновую функцию атома по истечении времени  $t$  от начала его взаимодействия с полем стоячей волны.

Дифракционную картину рассеяния атомов в дальней зоне описывает волновая функция атомов в пространстве волновых векторов  $K$ :

$$\begin{aligned} f_g(K, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iKx} c_g(x, t) dx, \\ f_e(K, t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-iKx} c_e(x, t) dx. \end{aligned} \quad (17)$$

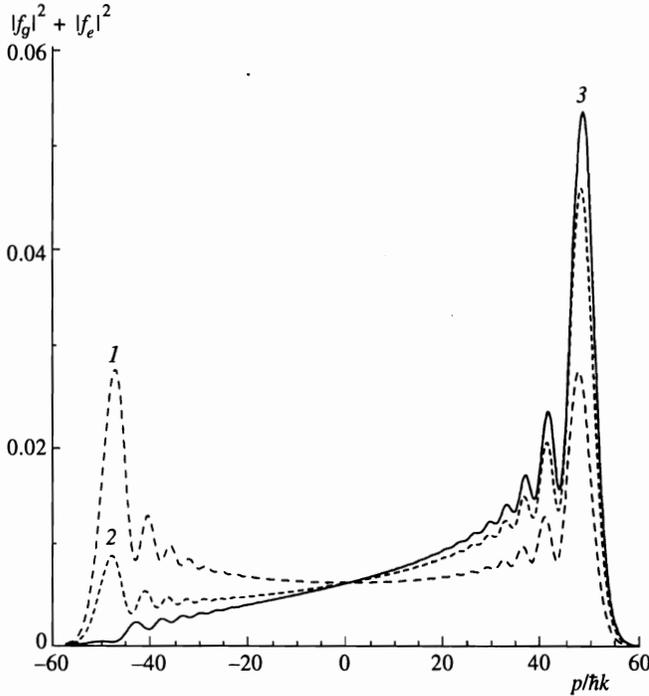
Здесь мы используем переменную  $K$ , связанную с импульсом  $p$  соотношением  $K = p/\hbar$ . Будем считать, что в момент начала взаимодействия с полем бегущей волны атом описывается амплитудой вероятности

$$c(x) = \frac{1}{\Delta^{1/2}\pi^{1/4}} \exp\left\{-\frac{(x-x_0)^2}{2\Delta^2}\right\}. \quad (18)$$

В случае точной настройки частоты излучения на частоту атомного перехода ( $\delta = 0$ ) интегралы в (17) вычисляются, и мы находим

$$\begin{aligned} f_g(K, t) &= \pi^{-1/4} \Delta^{1/2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[ J_{2m}(V_0 t) \cos \frac{\vartheta}{2} + J_{2m-1}(V_0 t) e^{i\varphi} \sin \frac{\vartheta}{2} \right] \times \\ &\times \exp\left[-iKx_0 + 2imkx_0 - \frac{1}{2}\Delta^2(K - 2mk)^2\right], \\ f_e(K, t) &= \pi^{-1/4} \Delta^{1/2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[ J_{2m}(V_0 t) e^{i\varphi} \sin \frac{\vartheta}{2} + J_{2m+1}(V_0 t) \cos \frac{\vartheta}{2} \right] \times \\ &\times \exp\left\{-iKx_0 + i(2m+1)kx_0 - \frac{1}{2}\Delta^2[K - (2m+1)k]^2\right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

При длительном взаимодействии атома с полем ( $V_0 t \gg 1$ ), принимая во внимание асимптотическое поведение функции Бесселя, приходим к выводу, что импульсы рассеянных атомов лежат в интервале  $(-\hbar k V_0 t, +\hbar k V_0 t)$ .



**Рис. 1.** Функция распределения атомов по импульсам после рассеяния полем стоячей волны в случае, когда начальное состояние атома является суперпозицией основного и возбужденного состояний, созданной бегущей волной, при  $\delta = 0$ . Ширина волнового пакета атома  $\Delta = 1/2k$ ,  $V_0t = 50$ . Кривые 1, 2, 3 относятся к случаям  $\vartheta = 0$ ,  $\vartheta = 0.25\pi$ ,  $\vartheta = 0.5\pi$

Существенно, что даже для широкого атомного пучка после усреднения по  $x_0$  распределение атомов в состояниях  $|g\rangle$  и  $|e\rangle$  по импульсам асимметрично:

$$\begin{aligned} \overline{|f_g(K, t)|^2} &= \frac{\Delta}{2\sqrt{\pi}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[ J_{2m}^2(V_0t)(1 + \cos \vartheta) + 2J_{2m}(V_0t)J_{2m-1}(V_0t) \sin \vartheta \cos \varphi + \right. \\ &\quad \left. + J_{2m-1}^2(V_0t)(1 - \cos \vartheta) \right] \exp \left[ -\Delta^2(K - 2mk)^2 \right], \\ \overline{|f_e(K, t)|^2} &= \frac{\Delta}{2\sqrt{\pi}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[ J_{2m+1}^2(V_0t)(1 + \cos \vartheta) + 2J_{2m+1}(V_0t)J_{2m}(V_0t) \sin \vartheta \cos \varphi + \right. \\ &\quad \left. + J_{2m}^2(V_0t)(1 - \cos \vartheta) \right] \exp \left\{ -\Delta^2 [K - (2m + 1)k]^2 \right\}. \end{aligned} \tag{20}$$

На рис. 1 показана усредненная по  $x_0$  функция распределения  $\overline{|f_g(K, t)|^2 + |f_e(K, t)|^2}$ . Асимметрия появляется лишь в случае, когда состояние атома является суперпозицией основного и возбужденного состояний ( $\vartheta \neq n\pi$ ), и максимальна, когда их вклады одинаковы ( $\vartheta = n\pi + \pi/2$ ,  $n$  — целое число).

Для интегральной характеристики рассеяния атома в поле стоячей волны естественно использовать средний переданный атому импульс  $\langle p \rangle$  и его дисперсию  $p_d =$

$= \sqrt{\langle p^2 \rangle - \langle p \rangle^2}$ , которую можно вычислить, зная среднее значение квадрата переданного атому импульса. При этом удобнее использовать координатное представление.

Средний импульс атома равен

$$\langle p \rangle = \frac{\hbar k}{2} \{1 - \cos \vartheta + V_0 t \sin \vartheta [\cos \varphi + \exp(-k^2 \Delta^2) \cos(2kx_0 + \varphi)]\}. \quad (21)$$

Не зависящая от времени часть (21) описывает импульс, полученный атомом от бегущей волны, пропорциональная времени часть обусловлена взаимодействием со стоячей волной. В соответствии со сказанным ранее из (21) следует, что в поле стоячей волны импульс атома изменяется лишь в случае, когда в момент начала взаимодействия со стоячей волной атом находится в когерентной суперпозиции основного и возбужденного состояний ( $\vartheta \neq n\pi$ , где  $n$  — целое число). Переданный атому импульс максимален при  $\varphi = 0$ , т. е. когда бегущая волна находится в фазе с соответствующей ей одной из бегущих волн, составляющих стоячую волну.

Среднее значение квадрата импульса атома равно

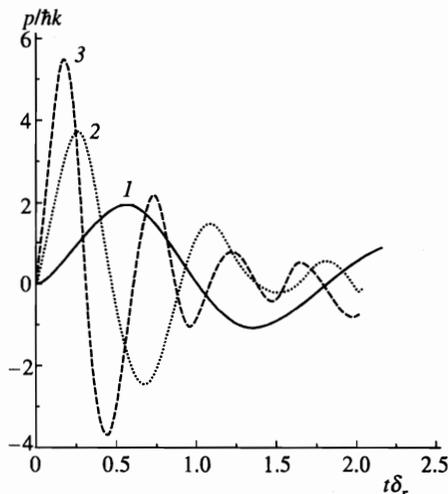
$$\langle p^2 \rangle = -\hbar^2 \int_{-\infty}^{\infty} \Psi^*(x, t) \frac{\partial^2}{\partial x^2} \Psi(x, t) dx = \frac{3\hbar^2}{2\Delta^2} + \frac{(\hbar k)^2}{2} \{ (V_0 t)^2 [1 + \exp(-k^2 \Delta^2) \cos(2kx_0)] + 2 \exp(-k^2 \Delta^2) V_0 t \sin \vartheta \cos(2kx_0 + \varphi) + 1 - \cos \vartheta \}. \quad (22)$$

Рассмотрим, например, случай  $\vartheta = 0.5\pi$ ,  $\varphi = 0$ ,  $kx_0 = n\pi$  (атомы взаимодействуют со стоячей волной вблизи ее узлов), когда переданный атому импульс максимален. Если ширина волнового пакета гораздо меньше длины волны ( $\Delta k \ll 1$ ), то  $p_d \ll \langle p \rangle$  и можно считать, что импульс практически всех атомов после прохождения стоячей волны изменяется на одну и ту же величину. Заметим, что, согласно (16), атом в этом случае находится в адиабатическом состоянии [12]

$$|\phi_+\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2} (|g\rangle + |e\rangle), \quad (23)$$

которому соответствует потенциал  $\hbar V_0 \sin(kx)$ . На него действует сила  $F = \hbar k V_0$ , которая за время действия стоячей волны  $t$  и приводит к изменению импульса  $\hbar k V_0 t$ .

В общем случае произвольного начального положения атома его волновая функция уже является суперпозицией двух адиабатических состояний  $|\phi_+\rangle$  и  $|\phi_-\rangle$ , волновой пакет атома расщепляется на два, каждый из которых движется в своем потенциале (оптический аналог эффекта Штерна–Герлаха). Если с полем взаимодействует пучок атомов с шириной гораздо большей длины волны, то, как несложно видеть из (21) и (22), после усреднения по  $x_0$  среднее значение переданного атомному пучку импульса и изменение среднего значения его квадрата не зависят от ширины волновых пакетов атомов  $\Delta$ . Это согласуется с тем, что наблюдение рассеяния широкого атомного пучка не может дать информации о степени когерентности описывающих атомный ансамбль плоских волн [7]. Таким образом, наблюдаемые при рассеянии атомного пучка величины можно получить, решив задачу о рассеянии плоской волны и усреднив затем полученный результат по угловому распределению плоских волн. Не интересуясь очевидным влиянием начального распределения атомов по импульсам на средний импульс и дисперсию рассеянного пучка, в дальнейшем моделируем его плоской волной.



**Рис. 2.** Зависимость среднего импульса атома в поле встречных прямоугольных импульсов длительностью  $T = 2/\delta_r$  от времени при  $V_0 = 10 \delta_r$  (кривая 1),  $V_0 = 40 \delta_r$  (кривая 2),  $V_0 = 90 \delta_r$  (кривая 3). Временной сдвиг между импульсами  $\tau$  удовлетворяет условию  $V_0 \tau = 0.5\pi$ , где  $V_0$  — частота Раби в поле одной бегущей волны

Рассмотрим теперь влияние отстройки частоты поля от частоты атомного перехода на средний переданный атому импульс и средний квадрат импульса. Нас интересует случай длительного взаимодействия атома с полем,  $V_0 t \gg 1$ . Оставляя лишь линейные по  $t$  члены при вычислении  $\langle p \rangle$  и квадратичные по  $t$  члены при вычислении  $\langle p^2 \rangle$ , находим

$$\langle p \rangle = \hbar k V_0^4 t \frac{\tilde{V} \cos \varphi \sin \vartheta - \delta \sin \varphi (1 - \cos \vartheta)}{\tilde{V}^2 (2V_0^2 + \delta^2 + |\delta| \sqrt{4V_0^2 + \delta^2})}, \quad (24)$$

$$\langle p^2 \rangle = \frac{(\hbar k V_0^2 t)^2}{2V_0^2 + \delta^2 + |\delta| \sqrt{4V_0^2 + \delta^2}}. \quad (25)$$

Как видно из (24), (25), величина среднего переданного импульса значительно быстрее уменьшается при увеличении отстройки ( $\propto \delta^{-3}$ ), чем его дисперсия ( $\propto \delta^{-1}$ ), и в итоге при  $\delta \gg V_0$  распределение атомов по импульсам становится почти симметричным. Изменение знака величины  $\langle p \rangle$  с ростом  $\delta$  связано в основном с изменением  $\vartheta$  и в пределе  $\delta \gg V_0$  происходит с шагом  $2\pi/\tau$ , определяемым временем взаимодействия с бегущей волной.

3. В приведенной выше теории в гамильтониане  $H_0$  мы опустили оператор кинетической энергии, учитывающий движение атома. В общем случае произвольного времени взаимодействия атома со светом вначале (при  $t < T_{RN}$ ) следует ожидать возрастания со временем переданного атому импульса, затем обусловленная эффектом Доплера отстройка частоты атомного перехода от частоты света должна снизить эффективность взаимодействия атомов с полем и ограничить дальнейшее увеличение импульса атома.

Принимая во внимание, что при  $t < T_{RN}$  изменение импульса атома может достигать  $\hbar k V_0 t$ , можно ожидать, что средний переданный атому импульс составит величину порядка  $\hbar k V_0 T_{RN}$ .

Из уравнения Шредингера (1) с гамильтонианом свободного атома (2), учитывающим поступательное движение, и полем вида

$$\mathbf{E} = \mathbf{e} \left[ E_0^{(+)}(t) \sin(kx - \omega t) + E_0^{(-)}(t) \sin(kx + \omega t) \right] \quad (26)$$

после перехода к импульсному представлению (17) можно получить цепочки уравнений

$$\begin{aligned} \dot{f}_g(K, t) &= -\frac{i\hbar}{2m} K^2 f_g(K, t) + \frac{1}{2} e^{i\delta t} \left[ V_0^{(-)}(t) f_e(K - k, t) - V_0^{(+)}(t) f_e(K + k, t) \right], \\ \dot{f}_e(K, t) &= -\frac{i\hbar}{2m} K^2 f_e(K, t) + \frac{1}{2} e^{-i\delta t} \left[ V_0^{(+)}(t) f_g(K - k, t) - V_0^{(-)}(t) f_g(K + k, t) \right], \end{aligned} \quad (27)$$

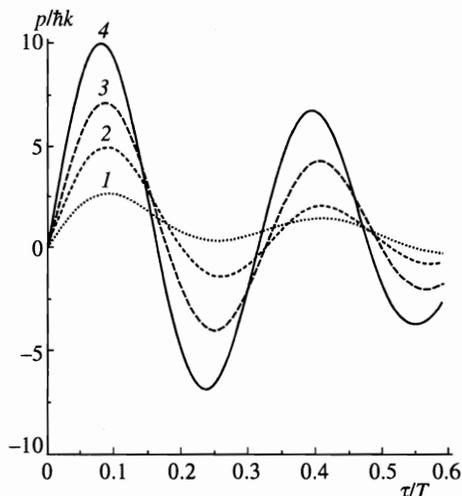
где  $V_0^{(\pm)}(t) = \langle e | \hat{\mathbf{d}} \mathbf{e} | g \rangle E_0^{(\pm)}(t) / \hbar$ ; из (27) можно найти функцию распределения атомов по импульсам. На рис. 2 показан набор зависимостей среднего импульса атома от времени, полученных из численного решения уравнений (27). Расчет выполнен для случая взаимодействия атома с двумя резонансными атомному переходу встречными волнами одинаковой интенсивности с прямоугольными огибающими длительностью  $T$ , амплитудой  $V_0$  и временным сдвигом между ними  $\tau$ , который выбран таким образом, чтобы выполнялось условие  $V_0\tau = 0.5\pi$ . Соответствующие различным кривым значения  $V_0$  относятся как  $1 : 2^2 : 3^2$ . Видно, что максимальный средний импульс атомов для них относится как  $1 : 2 : 3$ . Времена же (порядка  $T_{RN}$ ), за которые импульс возрастает до указанных величин, находятся в обратном соотношении.

4. Мы рассмотрели взаимодействие атома со встречными волнами в случае, когда временная зависимость полей, действующих на атом, описывается прямоугольными импульсами. При этом во время действия на атом только первой волны готовится когерентная суперпозиция основного и возбужденного состояний, а затем происходит рассеяние атома в стоячей волне. В реальных условиях эти два процесса не всегда можно рассматривать независимо, так что формирование когерентной суперпозиции основного и возбужденного состояний до рассеяния в поле встречных волн сравнимой амплитуды и сам процесс рассеяния в общем случае разделить нельзя. Можно ожидать, например, что такая ситуация вероятна при взаимодействии атомного пучка с двумя сдвинутыми в пространстве встречными лазерными лучами с радиальным гауссовым распределением интенсивности.

На рис. 3 приведены зависимости переданного атомному пучку импульса от задержки между встречными волнами для прямоугольной огибающей, а также для гауссовых и супергауссовых световых импульсов, определяемых выражением

$$E_0^{(\pm)} = E_0 \exp \left[ - \left( \frac{2(t \pm \tau/2)}{T} \right)^{2s} \right], \quad (28)$$

найденные численным интегрированием уравнения Шредингера. Чтобы отделить эффекты, связанные с движением атомов вдоль лазерного луча, от влияния формы огибающей световых импульсов, уравнения (27) решались в приближении Рамана-Ната ( $t < T_{RN}$ ). Как видно из рисунка, значение  $s$  практически не влияет на величину задержки, при которой переданный атомному пучку импульс максимален, но существенно влияет на величину этого импульса. Предпочтительно для наблюдения асимметрии рассеяния атомов в поле стоячей волны формировать эту волну полем встречных импульсов, форма огибающей которых близка к прямоугольной (большие значения  $s$ ), когда практически исключена промежуточная область взаимодействия, в которой происходит одновременно как формирование когерентной суперпозиции основного и возбужденного состояний атома, так и его рассеяние в поле встречных волн.



**Рис. 3.** Зависимость среднего переданного атому импульса в поле встречных гауссовых (кривая 1), супергауссовых для  $s = 2$  и  $s = 4$  (кривые 2 и 3) и прямоугольных (кривая 4) световых импульсов от задержки между импульсами. Для всех кривых  $V_0\tau = 20$ ,  $\delta = 0$ ,  $\delta_r = 0$

5. Мы рассмотрели рассеяние атомов в поле встречных волн и показали, что первоначальное взаимодействие атома в течение определенного времени с полем лишь одной из волн приводит к формированию такой когерентной суперпозиции основного и возбужденного состояний атома, взаимодействие которой с полем обеих встречных волн качественно отличается от рассеяния атома в основном или возбужденном состоянии полем стоячей волны. Появляющаяся при этом асимметрия рассеяния атомов связана с пространственной модуляцией амплитуды возбужденного состояния атома полем бегущей волны с периодом равным длине волны.

Работа выполнена благодаря поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Министерства по науке и технологиям Украины (грант 2.4/179).

## Литература

1. R. J. Cook and A. F. Bernhardt, Phys. Rev. A **18**, 2533 (1978).
2. A. F. Bernhardt and B. W. Shore, Phys. Rev. A **23**, 1290 (1981).
3. Е. В. Бакланов, В. Г. Миногин, ЖЭТФ **92**, 417 (1987).
4. P. A. Ruprecht, M. J. Holland, and K. Burnett, Phys. Rev. **49**, 4726 (1994).
5. U. Janicke and M. Wilkens, Phys. Rev. **50**, 3265 (1994).
6. C. J. Lee, Phys. Rev. **53**, 4238 (1996).
7. C. S. Adams, M. Siegel, and J. Mlynek, Phys. Rep. **240**(3), 143 (1994).
8. В. И. Романенко, Л. П. Яценко, Письма в ЖЭТФ **63**, 920 (1996).
9. В. А. Гринчук, Е. Ф. Кузин, М. Л. Нагаева и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 534 (1993).
10. G. A. Ryabenko, V. A. Grinchuk, L. A. Grishina et al., Laser Phys. **6**, 150 (1996).
11. В. Г. Миногин, В. С. Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, Наука, Москва (1986).
12. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдугович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, Наука, Москва (1991).