ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LX 1975 5

УДК 621.375.82

ФИЗИКА

В. М. Арутюнян, А. Ж. Мурадян

Поведение атома в резонансном поле встречных волн

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. С. Саакяном 15/IV 1975)

Действие градиентной силы на атом в интенсивном поле излучения было рассмотрено в работе Г. А. Аскарьяна ([1]). Было показано, что эта сила приводит к втягиванию атома в поле или вытягиванию его из поля соответственно для отрицательных и положительных расстроек между частотой волны и собственной частотой колебаний электронов в атоме.

Далее в ([2-5]) эта сила была применена для продольного ускорения атома в поле встречных интенсивных волн. Показано, что атомы, «захваченные» периодической потенциальной ямой (образованной встречными волнами), можно ускорить медленным увеличением частоты одной из волн. Такое ускорение имеет классический характер и отсутствует для атома в поле чисто стоячей волны.

В настоящей работе дается квантовая теория резонансной многофотонной отдачи атома в поле стоячей волны. Показывается, что в случае интенсивных полей возникает реальная возможность вынужденной многофотонной передачи из одного пучка в другой, что приводит для атома к симметричному распределению по импульсам относительно значения $P_0 = Mv$, где M—масса атома, v—его скорость до взаимодействия. Атом может равновероятно ускоряться по оси и против нее (направление распространения одной из волн). В случае большого числа атомов половина их получит импульс по оси z, а другая половина в обратном направлении. Суммарный импульс всех атомов при этом не меняется.

Рассмотрим движение двухуровневого атома в резонансном поле встречных плоских волн с одинаковыми несущими частотами. Тогда взаимодействие атома с полем не может повлиять на поперечные составляющие импульса атома, так что их можно не учитывать и предположить импульс атома направленным по (или против) оси z. Ограничиваясь дипольным приближением для взаимодействия, представим гамильтониан в виде

$$H = H_0 - \frac{\hbar^2}{2M}\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \vec{d}\,\vec{E}, \qquad (1)$$

где H_0—гамильтониан изолированного атома, $\vec{d}$—оператор дипольного момента перехода,

$$\vec{E} = \vec{E}_1\left(t - \frac{z}{c}\right)e^{i(kz-\omega t)} + \vec{E}_2\left(t + \frac{z}{c}\right)e^{-i(kz+\omega t)} + \text{к. с.} \qquad (2)$$

—напряженность электрического поля, ω—несущая частота, одинаковая для обеих волн, $k = \omega/c$. Поляризационными эффектами не будем интересоваться и рассмотрим скалярный случай. Решение уравнения Шредингера

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\Psi = H\Psi \qquad (3)$$

будем искать в виде

$$\Psi = \alpha(t, z)\psi + \beta(t, z)\Phi, \qquad (4)$$

где ψ, Φ—собственные функции оператора H_0 для основного и возбужденного состояний соответственно, так что

$$H_0\psi = -\frac{\hbar\omega_0}{2}\psi, \qquad H_0\Phi = \frac{\hbar\omega_0}{2}\Phi, \qquad (5)$$

где ω_0—частота перехода изолированного атома.

С помощью (4) и (5) уравнение (3) для неизвестных амплитуд

$$a(t, z) = \alpha(t, z)\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\left(\frac{\hbar\omega_0}{2} - \frac{p_0^2}{2M}\right)t - \frac{i}{\hbar}p_0 z\right\}, \qquad (6)$$

$$b(t, z) = \beta(t, z)\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\left(-\frac{\hbar\omega_0}{2} - \frac{p_0^2}{2M} + \hbar\varepsilon\right)t - \frac{i}{\hbar}p_0 z\right\} \qquad (7)$$

дает

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z}\right)a(t, z) = \frac{id}{\hbar}\left(E_1^* e^{-ikz} + E_2^* e^{ikz}\right)b(t, z). \qquad (8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z} - i\varepsilon\right)b(t, z) = \frac{id^*}{\hbar}\left(E_1 e^{ikz} + E_2 e^{-ikz}\right)a(t, z), \qquad (9)$$

где $\varepsilon = \omega_0 - \omega$—расстройка резонанса. Уравнения (8) и (9) получены в предположении $P_0 \gg \hbar k$, которое практически выполняется до абсолютного нуля температур. Тогда медленное изменение $E_{1,2}$ ($|E_{1,2}|_{t\to\pm\infty,\, z\to\pm\infty} \to 0$) обеспечиввет медленное изменение a и b, что дает право пренебречь вторыми производными по z.

Система (8), (9) в общем случае не допускает точного аналитического решения. Рассмотрим случай

$$\left|\frac{\partial b}{\partial t} + v\frac{\partial b}{\partial z}\right| \ll |\varepsilon b|, \tag{10}$$

что выполняется при $\xi_{1,2} \ll 1$, где $\xi_{1,2} = 4|d|^2|E_{1,2}|^2/\hbar^2\varepsilon^2$ — безразмерные параметры интенсивностей для первой и второй волны соответственно. В этом приближении решение для a в асимптотике $t \to \infty$ (после прохождения импульсов) имеет вид:

$$a(t, z) = a_0(t - z/v) \cdot \exp\left\{-\frac{i|d|^2}{\hbar^2\varepsilon}\left[\int_{-\infty}^{\infty}|E_1|^2 dt' + \int_{-\infty}^{\infty}|E_2|^2 dt' + \right.\right.$$

$$\left.\left. + e^{i2k(z-vt)}\int_{-\infty}^{\infty}E_1E_2^* e^{i2kvt'}dt' + e^{-i2k(z-vt)}\int_{-\infty}^{\infty}E_1^*E_2 e^{-i2kvt'}dt'\right]\right\}. \tag{11}$$

Условие нормировки с учетом (10) дает $a_0 = 1$. Первые два интеграла в экспоненте дают несущественный фазовый множитель и их не будем учитывать. Из остальных интегралов видно, что если длительность импульса (τ) намного больше $(2kv)^{-1}$, то подинтегральная экспонента быстро осциллирует и интегралы зануляются. Это связано с тем, что если спектральные ширины волн меньше сдвига несущих частот в собственной системе атома ($\omega + kv - (\omega - kv) = 2kv$), то частотные области волн не перекрываются и атом не может вынужденно передать фотоны из одного пучка в другой. В обратном случае ($\tau^{-1} \gg 2kv$) спектральные области сильно перекрываются и появляется такая возможность.

Для наглядности рассмотрим гауссовский профиль для огибающих E_1 и E_2, предполагая для простоты ширины одинаковыми:

$$E_{1,2}\left(t \mp \frac{z}{c}\right) = \varepsilon_{1,2}\exp\left\{-\frac{(t \mp z/c)^2}{\tau^2}\right\}. \tag{12}$$

Тогда

$$a(t, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty}(-i)^m I_m\left(\frac{\sqrt{2\pi}|d|^2\varepsilon_1\varepsilon_2}{\hbar^2\varepsilon}\tau e^{-2z^2/c^2\tau^2} \cdot e^{-k^2v^2\tau^2/2}\right) \cdot e^{i2mk(z-vt)}. \tag{13}$$

При получении (13) было использовано разложение

$$\exp\{-ix\cos\varphi\} = \sum_{m=-\infty}^{\infty}(-i)^m I_m(x)e^{im\varphi}, \tag{14}$$

где $I_m(x)$ — функции Бесселя. Формула (13) показывает, что в процессе взаимодействия атома с встречными резонансными волнами атом может с вероятностью $|I_m|^2$ вынужденно передать m фотонов, за счет чего он получит импульс и энергию отдачи, определяемые соотношениями

$$\Delta p = m \cdot 2\hbar k, \quad \Delta E = m \cdot 2\hbar kv. \tag{15}$$

Множитель $e^{-2z^2/c^2\tau^2}$ в аргументе Бесселевой функции в (13) обусловлен тем, что ускорение атомов больше в тех областях пространства.

где волны пространственно лучше перекрываются ($|z|<c\tau$)*. Второй экспоненциальный множитель $e^{-k^2v^2\tau^2/2}$ обусловлен спектральным перекрытием волн, о котором уже говорили выше.

Используя асимптотику

$$I_m(m\gamma) \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{2}{m}\right)^{1/3}\Phi\left[\left(\frac{m}{2}\right)^{2/3}(1-\gamma^2)\right], \tag{16}$$

где $\Phi(x)$—функция Эйри, $\Phi(0)=0{,}629$, $m\gg 1$, $1-\gamma\ll 1$, можно показать, что максимальную энергию (и импульс) отдачи получают те атомы, которые передают

$$m_{max}=\frac{\sqrt{2\pi}\,|d|^2\,\varepsilon_1\varepsilon_2\tau}{\hbar^2\varepsilon} \tag{17}$$

фотонов (предполагается, что условия пространственного и спектрального перекрытия волн хорошо выполняются). Эта энергия увеличивается с ростом интенсивностей полей и времени взаимодействия. Если $\varepsilon\sim 10^{13}$ *сек*$^{-1}$, $\tau\sim 10^{-8}$ *сек*, $\sqrt{\xi_1\xi_2}\big|_{\substack{t=0\\ z=0}}\sim 0{,}1$, то $m_{max}\sim 10^4$. Вероятность передачи 10^4 фотонов $\sim 10^{-3}$ и атом при этом получает энергию $\sim 0{,}1$ *эв* (для комнатных температур). Ухудшение выполнения условий перекрытия уменьшает ускорение атомов.*

Ереванский государственный университет

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Ատոմի վարքը հանդիպակաց ալիքների ռեզոնանսային դաշտում

Դիտարկվում է ատոմի փոխազդեցությունը հանդիպակաց ալիքների ռեզոնանսային դաշտի հետ։ Ցույց է տրված, որ ինտենսիվ դաշտերի դեպքում առաջանում է ռեալ հնարավորություն, որ ատոմը ստիպողական կերպով կլանելով ֆոտոններ մի դաշտից ճառագայթի նրանց մյուս դաշտում։ Ֆոտոնների այսպիսի տեղափոխումը մի դաշտից մյուսը ատոմի իմպուլսի համար բերում է սիմետրիկ բաշխման P_0-ի նկատմամբ, որտեղ P_0-ն ատոմի իմպուլսն է մինչև փոխազդեցությունը։ Ատոմը կարող է հավասար հավանականությամբ արագանալ և z ուղղությամբ և z-ին հակառակ ուղղությամբ (z-ը ալիքներից մեկի տարածման ուղղությունն է)։

Շատ ատոմների դեպքում նրանց ընդհանուր քանակության կեսը կստանա իմպուլս ըստ z-ի, իսկ մյուս կեսը՝ z-ին հակառակ, ըստ որում գումարային իմպուլսը բոլոր ատոմների համար չի փոխվում։ Գնահատված է, որ այսպիսի արագացման հաշվին ատոմը լազերային դաշտերում կարող է ձեռք բերել մինչև 0,1 эв լրացուցիչ կինետիկ էներգիա։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Г. А. Аскарьян*, ЖЭТФ, 42, 1567, (1962). [2] *А. П. Казанцев*, ЖЭТФ, 63, 1628 (1972). [3] *А. П. Казанцев*, ЖЭТФ, Письма, 17, 212 (1973). [4] *А. П. Казанцев*, ЖЭТФ, 66, 1599 (1974). [5] *А. П. Казанцев*, ЖЭТФ, 67, 1638 (1974). [6] *A. Ashkin*, Phys. Rev. Lett., 25, 1321 (1970).

* В поле одной волны атом может продольно ускориться за счет спонтанного излучения, когда за время $\tau_{сп}\sim 10^{-8}$ *сек* атом получает импульс $\hbar k$ ([4]). Однако это медленный процесс и дает пренебрежимо малое ускорение.