Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 6, стр. 346 – 349 *20 марта 1975 г.*

ЭФФЕКТ КАПИЦЫ – ДИРАКА ДЛЯ АТОМОВ В СИЛЬНОМ РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ

А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович

Показано, что рассеяние атомов в сильном резонансном поле стоячей волны происходит более эффективно, чем рассеяние электронов. Для отклонения атомов Na на угол $0{,}01 \div 0{,}1$ *рад* нужно резонансное поле мощностью $0{,}1 \div 10^2$ *вт*.

Эффект Капицы – Дирака [1] представляет собой упругое рассеяние электронов в поле сильной стоячей электромагнитной волны

$$E(x)e^{-i\omega t} + \text{к.с.}, \qquad E(x) = E_0 \cos kx. \tag{1}$$

На электрон при этом действует эффективная сила [2]

$$F_x^e = -\frac{dU^e}{dx}, \qquad U^e = \frac{(eE(x))^2}{m\omega^2}. \tag{2}$$

Пользуясь оптической аналогией, можно сказать, что электронная волна рассеивается на дифракционной решетке с периодом $\lambda/2 = \pi/k$. Дифракционные углы θ_n определяются условием Вульфа – Брэгга, которое при малых θ имеет вид

$$\theta_n = 2\hbar kn/P, \tag{3}$$

где P – импульс падающих частиц.

Теория эффекта Капицы – Дирака рассматривалась в [3, 4]. В работах [5, 6] наблюдалось рассеяние электронов в мощных световых полях в первый дифракционный максимум. Для энергии электронов в 10 *эв*, использованной в [5], имеем $\theta_1^e \sim 10^{-3}$.

В настоящей работе обсуждаются особенности рассеяния атомов в сильном резонансном поле стоячей волны. Углы между дифракционными максимумами у атомов несколько меньше, чем у электронов. Так, для атомов натрия, имеющих тепловые скорости, угол отклонения при рассеянии одного кванта на резонансном переходе составляет $\theta_1^a \sim 10^{-4}$. Такие углы измеряются в экспериментах по отклонению атомного пучка световым давлением [7, 8]. Однако число квантов, рассеянных атомами может быть велико. Поэтому в сильном резонансном поле максимальный угол отклонения у атомов гораздо больше, чем у электронов.

Сила $F_x^a = 2p\dfrac{dE(x)}{dx}$, действующая на атом ($p$ – индуцированный дипольный момент), существенно зависит от расстройки частот $\Delta = \omega - \omega_0$, где ω_0 – частота перехода. При больших расстройках $\hbar\Delta \gtrless dE_0$ имеем среднюю градиентную силу [12]

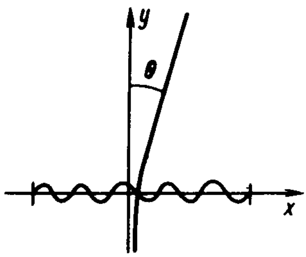
$$F_x^a = \frac{dU^a}{dx}, \qquad U^a = \frac{(dE(x))^2}{\hbar\Delta}, \tag{4}$$

где Δ – матричный элемент дипольного момента перехода. По мере приближения к резонансу средняя градиентная сила стремится к нулю. Точный потенциал средней градиентной силы вычислялся в [9]. При малых расстройках становятся существенными флуктуации градиентной силы. В условиях точного резонанса $U^a = \pm dE(x)$ Знак "$\pm$" связан с тем, что при этом происходит удвоение числа траекторий атомов [10]. Поскольку и средняя, и флуктуирующая градиентные силы приводят к рассеянию атомов, то для оценки эффективного потенциала атома при $\hbar\Delta \lessgtr dE_o$ можно использовать выражение

$$U^a \approx dE(x). \tag{5}$$

В оптической области для не слишком сильных полей атомный потенциал (5) значительно превосходит электронный: $U^e / U^a \sim E/E_{ат} << 1$, где $E_{ат} \sim 10^9$ $в/см$ – характерная атомная напряженность поля. Когда число рассеянных квантов становится большим, поперечную скорость атомов v_x (см. рисунок) можно найти из классических соображений, пользуясь законом сохранения энергии

$$Mv_x^2 \quad 2 + U^a(x) = U^a(x_o). \tag{6}$$



Очевидно, что максимальную поперечную энергию порядка U^a атом, влетающий с нулевой поперечной скоростью, может приобрести только в световом пучке достаточно большой толщины $l > l_c$, где критическая толщина l_c определяется из условия

$$l_c / v_y = \lambda / 4v_x . \tag{7}$$

Таким образом, максимальный угол отклонения атомов в световом пучке толщиной $l > l_c$ составляет величину

$$\theta^a_{max} = \frac{v_x}{v_y} = \left(\frac{2U^a}{Mv_y^2}\right)^{1/2} \tag{8}$$

Такая же оценка имеет место и для электронов. Ясно, что угол отклонения у атомов может быть значительно больше, чем у электронов. Число квантов n_c, после рассеяния которых атом отклоняется на угол θ^a_{max}, выражается соотношением

$$n_c = \left(\frac{MU^a}{2(\hbar k)^2}\right)^{1/2}, \tag{9}$$

что есть корень из отношения потенциальной энергии к энергии отдачи.

Численные оценки с помощью соотношений (7) – (9) для атомов натрия приведены в таблице (длина волны $\lambda = 0,6$ *мкм*).

θ	n_c	$U^a/\hbar$	I
0,1	10^3	$4,2 \cdot 10^{11}$ *гц*	10^2 *вт*
0,01	10^2	$4,2 \cdot 10^9$ *гц*	0,1 *вт*

Здесь I есть мощность светового пучка. При вычислении предполагалось, что световой пучок фокусируется только в одном направлении (сжимается вдоль оси x) до размера порядка l_c. Высота пучка вдоль оси z постоянна и составляет величину $\sim 0,1$ *см*. Средняя тепловая скорость атомов $v_y \sim 5 \cdot 10^4$ *см/сек*.

Отметим следующее преимущество рассеяния атомов стоячей волной по сравнению со случаем бегущей волны. В бегущей волне на атом (в режиме насыщения) действует сила $F_{\text{сп}} = \hbar k \gamma/2$ [11], которая ограничена скоростью распада верхнего уровня γ. В сильном поле стоячей волны на атом действует градиентная сила (4), обусловленная вынужденными переходами. Величина $F/F_{\text{сп}} \sim U_a/\hbar\gamma$ есть отношение скорости вынужденного перехода к скорости спонтанного. Для рассмотренных примеров $F/F_{\text{сп}} \sim 10^5 \div 10^3$. Отклонение на угол $\theta \sim 0,1$ за счет $F_{\text{сп}}$ происходит в луче шириной порядка 10 *см*, тогда как в сильном поле стоячей волны атом отклоняется на тот же угол в луче толщиной в несколько длин волн.

С энергетической точки зрения отклонение атомов стоячей волной также более выгодно, так как фотоны при этом не рассеиваются (время прохождения атомом светового пучка меньше времени спонтанного излучения). В случае же действия силы $F_{\text{сп}}$ на каждый импульс отдачи $\hbar k$, полученный атомом, тратится один фотон светового луча.

Таким образом, атомы можно эффективно рассеивать резонансным полем стоячей волны небольшой мощности, если сфокусировать световой пучок до размера в несколько десятков длин волн.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 января 1975 г.

Литература

[1] P.L.Kapitza, P.A.M.Dirac. Proc. Cambr. Phil. Soc., 29, 297, 1933.

[2] А.В.Гапонов, М.А.Миллер. ЖЭТФ, 34, 242, 1958.

[3] М.В.Федоров. ЖЭТФ, 52, 1434, 1967.

[4] F.Eholotzky, Ch.Leubner. Opt. Comm., 10, 175, 1974.

[5] H.Shwarz. Phys. Lett., 43A, 457, 1974.

[6] H.Chr. Pfeiffer. Phys. Lett., 26A, 362, 1968.

[7] R.Schieder, H.Walther, L.Woste. Opt. Comm., 5, 337, 1972.

[8] J.L.Picque, J.L.Vialle. Opt. 5, 402, 1972.

[9] А.П.Казанцев. ЖЭТФ, 63, 1628, 1972; 66, 1599, 1974.

[10] А.П.Казанцев. ЖЭТФ, 67, 1660, 1974.
[11] A.Ashkin. Phys. Rev. Lett., 25, 1321, 1970.
[12] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.