

## ЭФФЕКТ КАПИЦЫ – ДИРАКА ДЛЯ АТОМОВ В СИЛЬНОМ РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ

*А.П.Казанцев, Г.И.Сурдатович*

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

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

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

На электрон при этом действует эффективная сила [2]

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

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

$$\theta_n = 2\pi kn/P, \quad (3)$$

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  $10 \text{ эв}$ , 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  $F_x^a = 2p \frac{dE(x)}{dx}$ , действующая на атом ( $p$  – индуцированный дипольный момент), существенно зависит от расстройки частот  $\Delta = \omega - \omega_0$ , где  $\omega_0$  – частота перехода. При больших расстройках  $\hbar\Delta \gtrsim dE_0$  имеем среднюю градиентную силу [12]

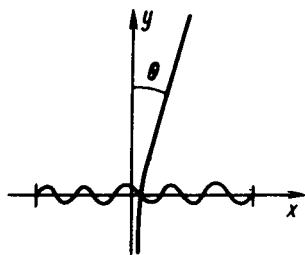
$$F_x^a = \frac{dU^a}{dx}, \quad U^a = \frac{(dE(x))^2}{\hbar\Delta}, \quad (4)$$

где  $\Delta$  – 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 "+" 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  $\hbar\Delta \lesssim dE_0$  можно использовать выражение

$$U^a \approx dE(x). \quad (5)$$

В оптической области для не слишком сильных полей атомный потенциал (5) значительно превосходит электронный:  $U^e/U^a \sim E/E_{\text{ат}} \ll 1$ , где  $E_{\text{ат}} \sim 10^9$  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

$$Mv_x^2 + 2U^a(x) = 2U^a(x_0). \quad (6)$$



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

$$l_c/v_y = \lambda/4v_x. \quad (7)$$

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

$$\theta_{\text{max}}^a = \frac{v_x}{v_y} = \left( \frac{2U^a}{Mv_y^2} \right)^{1/2} \quad (8)$$

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  $\theta_{\text{max}}^a$ , выражается соотношением

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

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  $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$ ).

$\theta$	$n_c$	$U^a / \hbar$	$l$
0,1	$10^3$	$4,2 \cdot 10^{11} \text{ эв}$	$10^2 \text{ см}$
0,01	$10^2$	$4,2 \cdot 10^9 \text{ эв}$	$0,1 \text{ см}$

Здесь  $l$  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  $\sim 0,1 \text{ см}$ . Средняя тепловая скорость атомов  $v_y \sim 5 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$ .

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  $\gamma$ . 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  $10 \text{ см}$ , 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.

---