

УДК 539.182

КОГЕРЕНТНАЯ ДИФРАКЦИЯ АТОМА В РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ СТОЯЧЕЙ ВОЛНЫ

А. Ж. МУРАДЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 3 ноября 1983 г.)

Рассмотрено движение атома в поле когерентных встречных волн для произвольного значения расстройки резонанса. Получены результаты для времен взаимодействий, меньших времени спонтанного распада возбужденного состояния атома, т. е. при когерентном взаимодействии. Для амплитуды вероятности n -фотонной отдачи атома в поле получен аналитический результат в виде бесконечного ряда, который в случае больших расстроек или сверхсильных полей представляет собой разложение функций Бесселя целого порядка.

Лазерное излучение резонансным световым давлением действует на движение нейтрального атома. Это механическое воздействие можно использовать для разделения изотопов и очищения газов, охлаждения и захвата частиц в оптических «ловушках», исследования слабых ван-дер-ваальсовских сил взаимодействия между атомами и т. д. Сила светового давления обычно делится на «спонтанную» и «дипольную» части. Первая из этих сил обусловлена изменением импульса атома на величину $\hbar k$ при каждом акте взаимодействия, в результате которого вынужденное поглощение фотона с импульсом $\hbar k$ сопровождается сферически симметричным спонтанным излучением [1]. Величина этой силы пропорциональна естественной ширине перехода [2, 3] и даже при лазерных возбуждающих полях приводит к изменениям скорости атома, намного меньшим тепловых скоростей при комнатных температурах. «Дипольная» часть светового давления обусловлена взаимодействием между индуцированным дипольным моментом атома и градиентом амплитуды лазерного поля [4, 5] и, например, в случае стоячей волны лазерного излучения намного превосходит по величине «спонтанную» часть [6]. Увеличение силы в случае двух встречных волн обусловлено возможностью вынужденного переброса фотонов из одного лазерного пучка в другой, что является многофотонным аналогом эффекта Капицы—Дирака [7]. Перебрасывая n фотонов, атом получает импульс отдачи, равный $2n\hbar k$.

В поле мощных коротких световых импульсов ускорение атомов носит когерентный характер, так как спонтанные переходы не успевают сбить фазу когерентной многофотонной отдачи [8—11]. В пренебрежении изменением траектории движения атома квантовая задача когерентного взаимодействия атома со стоячей волной при точном резонансе рассмотрена в [12], а неточный резонанс рассмотрен в [13] в квазиклассическом

приближении (при $n \gg 1$). Нами рассматривается квантовая картина взаимодействия в случае произвольного резонанса (для произвольного n). Для вероятности n -фотонной отдачи получен аналитический результат в виде бесконечного ряда.

В дипольном приближении гамильтониан атома имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{\hbar^2}{2M} \Delta - \hat{d}E(t, z). \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое — оператор собственной энергии свободного атома, второе слагаемое — оператор кинетической энергии атома с массой M , третье слагаемое описывает взаимодействие атома со стоячей волной, направленной вдоль оси z .

Волновую функцию атома будем искать в виде

$$\Psi = \{ A(t, z) \psi_1 e^{-\frac{i}{\hbar} v_1 z} + B(t, z) \psi_2 e^{-\frac{i}{\hbar} v_2 z + i \omega t} \} e^{\frac{i}{\hbar} p_z r - \frac{i}{\hbar} \frac{p_z^2}{2M} t}, \quad (2)$$

где $\psi_{1,2}$ — собственные функции оператора $\hat{H}_0$ ($\hat{H}_0 \psi_{1,2} = \epsilon_{1,2} \psi_{1,2}$), $\epsilon = \omega_0$ — расстройка резонанса, p_z — перпендикулярная к оси z составляющая импульса, не меняющаяся при взаимодействии с плоской волной. Амплитуды $A(t, z)$ и $B(t, z)$ описывают поведение центра тяжести атома соответственно в основном и возбужденном состояниях.

Подставляя (2) во временное уравнение Шредингера, в резонансном приближении получаем

$$i\hbar \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = -d^* (E_1^* e^{-ikz} + E_2^* e^{ikz}) B, \quad (3)$$

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \hbar \epsilon \right) B + \frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2 B}{\partial z^2} = -d (E_1 e^{ikz} + E_2 e^{-ikz}) A. \quad (4)$$

Решение уравнений (4) ищется в виде

$$A(t, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_n(t) e^{\frac{i}{\hbar} (p_z^0 + 2n\hbar k) z - \frac{i}{\hbar} \frac{(p_z^0 + 2n\hbar k)^2}{2M} t}, \quad (5)$$

$$B(t, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} g_n(t) e^{\frac{i}{\hbar} (p_z^0 + (2n+1)\hbar k) z - \frac{i}{\hbar} \frac{(p_z^0 + (2n+1)\hbar k)^2}{2M} t},$$

где p_z^0 — импульс атома до взаимодействия, $2n\hbar k$ — импульс отдачи за счет вынужденного переброса n фотонов из одного светового пучка в другой. При условии

$$k \frac{p_z^0 + 2n\hbar k}{M} t \ll 2\pi \quad (6)$$

для амплитуд f_n и g_n получаем уравнения

$$i\hbar \frac{\partial f_n}{\partial t} = -d^* E_1^* g_n - d^* E_2^* g_{n-1}, \quad (7)$$

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \hbar \varepsilon \right) g_n = -dE_1 f_n - dE_2 f_{n+1}.$$

Неравенство (6) означает, что путь, пройденный атомом в z -направлении за время взаимодействия, должен быть намного меньше длины волны $\lambda = 2\pi/k$. При скорости атомов $v \approx 10^4$ см/с и $\lambda \approx 1$ мкм условие (6) удовлетворяется для времен $t \ll 10^{-8}$ с. Так как для атомов время спонтанных переходов $\tau_{sp} \sim 10^{-9} \div 10^{-8}$ с, то требованием когерентности взаимодействия удовлетворяется и условие (6) для атомов с тепловыми скоростями при не очень больших температурах. Если же использовать атомный пучок, направленный почти перпендикулярно к стоячей волне, то даже при существующих мощных лазерных полях условие (6) удовлетворяется раньше требования когерентности взаимодействия.

Из системы (7) для f_l получаем уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial}{\partial t} + i\varepsilon \right) f_l = -\frac{|d|^2}{\hbar^2} [(E_1^2 + E_2^2) f_l + E_1 E_2 (f_{l+1} + f_{l-1})], \quad (8)$$

где $E_{1,2}$ предполагаются вещественными. Решение уравнения (8), соответствующее свободному движению атома в основном состоянии до взаимодействия ($f_{n0} = \delta_{n0}$ при $\xi_{1,2} = 0$), в интегральной форме имеет вид

$$f_n(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp \left\{ -in\varphi + \frac{i\varepsilon t}{2} (V_{1+\xi_1+\xi_2+2\sqrt{\xi_1\xi_2}\cos\varphi} - 1) \right\} d\varphi, \quad (9)$$

где $\xi_{1,2} = \frac{4|d|^2 E_{1,2}^2}{\hbar^2 \varepsilon^2}$ — безразмерные параметры интенсивностей встречных волн. Квадрат модуля амплитуды $f_n(t)$ определяет вероятность того, что за время взаимодействия t атом перебросит n фотонов (получит импульс отдачи $2\hbar k$) и останется в основном состоянии.

Амплитуду вероятности можно представить и в виде сходящегося бесконечного ряда

$$f_n(t) = \delta_{n0} e^{\frac{i\varepsilon t}{2} (V_{1+\xi_1+\xi_2}-1)} + e^{-\frac{i\varepsilon t}{2}} \sum_{l=1}^{\infty} \left(\frac{b}{8a} \right)^l \times \\ \times \sqrt{\frac{\pi a}{2}} \frac{(-1)^l}{\left(\frac{l-n}{2} \right)! \left(\frac{l+n}{2} \right)!} H_{l-\frac{1}{2}}^{(1)}(a), \quad (10)$$

где

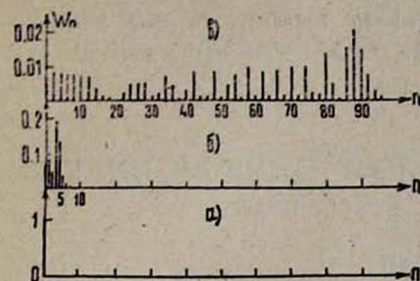
$$b = \frac{\varepsilon^2 t^2}{2} V_{\xi_1 \xi_2}, \quad a = \frac{\varepsilon t}{2} V_{1+\xi_1+\xi_2}, \quad H_{l-\frac{1}{2}}^{(1)}(a) = i^{-l} \sqrt{\frac{2}{\pi a}} \times \\ \times e^{ia} \sum_{s=0}^{l-1} \frac{(l+s-1)!}{s! (l-s-1)!} \frac{1}{(2ia)^s},$$

— функция Ганкеля 1-го рода, а штрих у знака суммы в (10) означает, что берутся только члены с одинаковыми четностями l и n .

Выражение для $g_n(t)$, определяющее вероятность n -фотонной отдачи

с возбуждением атома, получается решением второго уравнения системы (7).

На рисунке приведена вычисленная согласно (10) вероятность n -фотонной отдачи $W_n \equiv |f_n(t)|^2$ в зависимости от числа переброшенных фотонов. С увеличением времени когерентного взаимодействия распределе-



Распределение вероятности n -фотонной отдачи атома в поле резонансной стоячей волны в зависимости от числа переброшенных фотонов при $\varepsilon = 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1} \approx 1 \text{ см}^{-1}$, $\xi_1 = \xi_2 = 0,1$: а) $t = 0$; б) $t = 10^{-9} \text{ с}$; в) $t = 10^{-8} \text{ с}$.

ние вероятности по числу вынужденно переброшенных фотонов сильно расплывается, причем примечательно, что максимум вероятности приходится почти на максимально возможное число переданных при данных условиях фотонов (на рис. в W_n максимально при $n = \pm 88$).

Если

$$\alpha = \frac{\varepsilon t}{2} \sqrt{1 + \xi_1 + \xi_2} \gg 1, \quad (11)$$

то оставляя только первый член с $s = 0$ в разложении функций Ганкеля, для амплитуды $f_n(t)$ получаем выражение через функции Бесселя целого порядка. Условие (11) можно трактовать как условие больших расстройек (когда глубина потенциальных ям для движения атома мала и атом совершает надбарьерное движение [5]) или как условие сильных полей ($\xi \gg 1$), когда атом в продольном по полю направлении совершает квазиклассическое движение в режиме захвата [13].

В заключение выражаю благодарность В. М. Арутюняну за стимулирующие обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Изд. Наука, М., 1966, т. 3, с. 393.
2. Мелик-Бархударов Т. К. ЖЭТФ, 82, 1241 (1982).
3. Казанцев А. П. УФН, 124, 113 (1978).
4. Аскарьян Г. А. ЖЭТФ, 42, 1567 (1962).
5. Cook R. J. Comm. Atom. Mol. Phys., 10, 267 (1981).
6. Арутюнян В. М., Мурадян А. Ж. ДАН АрмССР, 60, 275 (1975).
7. Kapitza P. L., Dirac P. A. M. Proc. Cambr. Phil. Soc., 29, 297 (1933).
8. Казанцев А. П., Сурдуготвич Г. И. Письма в ЖЭТФ, 21, 346 (1975).
9. Гринчук В. А. и др. Письма в ЖЭТФ, 34, 395 (1981).
10. Bernhardt A. F., Shore B. W. Phys. Rev., A23, 1250 (1981).
11. Arimondo E., Bambini A., Stenholm S. Opt. Commun., 37, 103 (1981).
12. Cook R. J., Bernhardt A. F. Phys. Rev., A18, 2533 (1978).
13. Казанцев А. П., Сурдуготвич Г. И., Яковлев В. П. Письма в ЖЭТФ, 31, 542 (1980).

Քննարկված է լազերային ճառագայթման կանգուն ալիքի ազդեցությունը ռեզոնանսային ատոմի շարժման վրա փոխազդեցության այնպես ժամանակների համար, որոնք կարճ են ատոմի զրգույթված վիճակի սպոնտան տրոհման ժամանակի համեմատ: Հաշվված է ատոմի ռ-ֆոտոնային հետհարվածի հավանականությունը ռեզոնանսի կամայական ապալարքի համար: Արդյունքը ստացված է անվերջ շարքի տեսքով:

COHERENT DIFFRACTION OF AN ATOM IN THE RESONANCE FIELD OF STANDING WAVES

A. Zh. MURADYAN

The motion of an atom in the field of coherent waves has been considered for interaction times less than the time of spontaneous decay of an excited atomic state. An analytical solution for the probability amplitude of n -photon recoil of the atom in the field is obtained in the form of infinite series, which is an integral order Bessel function in the case of large detuning or superstrong fields