Письма в ЖТФ, том 18, вып. 8 26 апреля 1992 г.

01; 02; 07

ПРИБЛИЖЕНИЕ МГНОВЕННОГО УДАРА В ЗАДАЧЕ О ВОЗБУЖДЕНИИ АТОМОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С ЭЛЕКТРОНАМИ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

П.А. Головинский

Процессы возбуждения атомов при столкновении с быстрыми электронами в сильном световом поле впервые, видимо, были рассмотрены в работе [1], где движение электрона описывалось в приближении заданной классической траектории во внешнем электромагнитном поле. Полное рассмотрение проведено в работе [2]. Однако в этих работах результаты расчетов имеют вид рядов по функциям Бесселя, которые медленно сходятся при больших интенсивностях поля. Для решения задачи воспользуемся нестационарной теорией возмущений в базисе квазиэнергетических функций. Напомним, что квазиэнергетические состояния образуют полный ортогональный в координатном представлении набор функций [3]. Это позволяет разделить задачу о взаимодействии систем с внешним электромагнитным полем и между собой. Первая задача сводится к определению квазиэнергетических состояний, в данном случае атома и налетающего электрона. Вторая задача для быстрого налетающего электрона со скоростью $\vec{v} \gg v_{aT}$ может быть решена в первом порядке теории возмущений, т. е. в приближении Борна [4].

Пусть полный гамильтониан $H(t)$ системы атом + электрон имеет вид

$$H(t) = H(t)_e + H(t)_a + W, \tag{1}$$

где $H(t)_e$ – гамильтониан электрона во внешнем поле с вектором потенциалом $\vec{A}(t)$:

$$H(t)_e = \frac{1}{2}\left(-i\nabla - \frac{1}{c}\vec{A}(t)\right)^2, \tag{2}$$

$H(t)_a$ – гамильтониан атома во внешнем поле, W – оператор взаимодействия налетающего электрона с атомом:

$$W = \sum_{j=1}^{N} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_j|} - \frac{Z}{r}, \tag{3}$$

где $\vec{r}$ – координата налетающего электрона, $\vec{r}_j$ – координата j-го электрона атома, содержащего N электронов.

Воспользовавшись полнотой базиса квазиэнергетических функций, будем искать решение задачи о рассеянии в виде разложения полной волновой функции ψ системы атом + электрон по волновым функциям свободного электрона с импульсом $\vec{p}$ в поле волны

$$\psi_{\vec{p}}(\vec{r},t)=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\,exp\left[i\left\{\vec{P}(t)\vec{r}-\frac{1}{2}\int_0^t \vec{P}(\tau)^2 d\tau\right\}\right], \tag{4}$$

$$\vec{P}(t)=\vec{p}-\frac{1}{2}\vec{A}(t)$$

и квазиэнергетическим состояниям атома-мишени $u_k(\vec{R})$ в виде

$$\psi=\sum a_{k\vec{p}}(t)\psi_{\vec{p}}(\vec{r},t)u_k(\vec{R},t)exp(-i\varepsilon_k t). \tag{5}$$

Подставляя (5) в уравнение Шредингера для всей системы, получим уравнение для амплитуд

$$i\partial a_{k\vec{p}}/dt=\sum_{k_1\vec{p}_1}<\psi_{\vec{p}}u_k|W|\psi_{\vec{p}_1}u_{k_1}>exp(i(\varepsilon_k-\varepsilon_{k_1})t)a_{k_1\vec{p}_1}. \tag{6}$$

Если начальным состоянием системы до столкновения было квазиэнергетическое состояние u_i и состояние электрона в поле волны с квазиимпульсом $\vec{p}_0$, то в первом порядке теории возмущений по взаимодействию W амплитуда перехода в конечное состояние мишени u_f и электрона $\psi_{\vec{p}}$ за время t равна

$$a^{(1)}_{f\vec{p}}=-i\int<\varphi_{\vec{p}}u_f|W|\varphi_{\vec{p}_0}u_i>exp[i(\varepsilon_f-\varepsilon_i)t+ + i\int^t(\varepsilon_p(\tau)-\varepsilon_{p_0}(\tau))d\tau]dt, \tag{7}$$

где $\varepsilon_p(t)=P^2(t)/2$ – энергия электрона в поле волны в момент времени t, $\varphi_{\vec{p}}=(2\pi)^{-3/2}exp(i\vec{P}(t)\vec{r})$.

Для поля с линейной поляризацией

$$\vec{A}(t)=-(c\vec{E}/\omega)cos(\omega t),$$

$$\int_0^t(\varepsilon_p(\tau)-\varepsilon_{p_0}(\tau))d\tau=\frac{1}{2}(p^2-p_0^2)t+\vec{a}\vec{q}\,sin(\omega t),$$

где c – скорость света в вакууме, $\vec{a}=\vec{E}/\omega^2$ – амплитуда колебаний электрона в световом поле, $\vec{q}=\vec{p}-\vec{q}$ – переданный импульс. Рассмотрим низкочастотный предел. В этом случае возбуждение соответствующих высоких квазиэнергетических гармоник в волновой функции мишени экспоненциально мало [5], и мы им пренебрегаем.

Тогда весь временной множитель в амплитуде перехода (7) имеет вид:

$$S = \int\limits_0^t exp\left[i(\varepsilon_f - \varepsilon_i)t + i\int\limits_0^t(\varepsilon_p(\tau) - \varepsilon_{p_0}(\tau))d\tau\right]dt.$$

Если вычислять интеграл на таких временах t, что $min(|\varepsilon_i|^{-1}$, $|\varepsilon_f|^{-1}$, p^{-2}, $p_0^{-2}) \ll t \ll 1/\omega$, то энергия электрона в поле волны меняется мало, и можно приближенно записать:

$$\int(\varepsilon_p(\tau) - \varepsilon_{p_0}(\tau))d\tau \approx t(\varepsilon_p(0) - \varepsilon_{p_0}(0)).$$

В таком приближении фактически считается, что электрон в единичном акте столкновения налетает на атом с определенным импульсом, который задается как начальным импульсом электрона, так и импульсом, приобретенным от поля. Поскольку момент столкновения не фиксирован, то в конечных выражениях для вероятностей перехода в единицу времени следует провести усреднение по фазе поля или, что эквивалентно, по его периоду. Это есть так называемое приближение мгновенного удара, которое было рассмотрено в работах [6, 7] в общем случае в форме операторного разложения.

Сечение возбуждения, являющееся функцией времени, выражается через обобщенный импульс $P(t)$ обычным образом [4]:

$$d\sigma_{fi} = \frac{4P(t)}{P_0(t)q^4}\left|\langle f|\sum_{j=1}^{N} exp(-i\vec{q}\vec{r}_j)|i\rangle\right|^2 dO, \qquad (8)$$

где переданный импульс $\vec{q} = \vec{P}(t) - P_0(t) = \vec{p} - \vec{p}_0$ не зависит от поля и времени, суммирование проводится по всем N электронам мишени. Усредненная по фазе поля вероятность процесса в единицу времени позволяет ввести среднее сечение $\langle\sigma_{fi}\rangle$ путем деления вероятности на электронный ток j_0 при выключенном поле.

Нетрудно убедиться, что, например, в приближении Бете–Борна

$$\langle\sigma_{fi}\rangle = \langle p_0/P_0(t)\rangle\sigma_{fi}, \qquad (9)$$

где σ_{fi} – сечение возбуждения мишени электроном без поля. Вычислим

$$\langle p_0/P_0(t)\rangle = \frac{p_0}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi}\frac{d\varphi}{|\vec{p}_0 - \vec{E}sin(\varphi)/\omega|}$$

– среднее значение за период поля. Воспользовавшись разложением подинтегрального выражения по полиномам Лежандра $P_n(z)$, нетрудно получить, что

$$\langle p_0/p_0(t)\rangle = \sum P_n(\cos(\vartheta))\,\frac{1\cdot 3\cdot 5\cdot\ldots(n-1)}{2\cdot 4\cdot 6\cdot\ldots n}\,(E/p_0\omega)^n, \tag{10}$$

где ϑ – угол между вектором поляризации поля и вектором импульса налетающего электрона, а суммирование ведется только по четным значениям индексов.

Полученные результаты позволяют легко находить сечения возбуждения атомов и ионов электронным ударом в поле лазерного излучения по данным о сечениях в отсутствии поля. При этом изменение сечения может быть весьма заметным. Так, уже действие поля лазерного излучения с интенсивностью $2\cdot 10^{11}$ Вт/см^2 и длиной волны 10.6 мкм для угла $\vartheta=0$ увеличивает сечение возбуждения атомов электронами с энергией 100 эВ на 10%.

Автор благодерен Б.Н. Чичикову, В.Н. Островскому и М.Ю. Кучиеву за полезное обсуждение работы.

Список литературы

[1] Федоров М.В., Юдин Г.Л. // ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 2013-2019.

[2] Бейгман И.Л., Чичков Б.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 314-317.

[3] Свиридов В.В. // ДАН СССР. 1984. Т. 274. С. 1366-1367.

[4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука. 1989. 767 с.

[5] Коварский В.А., Перельман Х.Ф., Авербух И.Ш. Многофотонные процессы. М.: Энергоатомиздат. 1985. 161 с.

[6] Дыхне А.М., Юдин Г.Л. // УФН. 1977. Т. 121. С. 157-168.

[7] Дыхне А.М., Юдин Г.Л. // УФН. 1978. Т. 125. С. 377-407.

Воронежский
инженерно-строительный
институт

Поступило в Редакцию
4 января 1992 г.