УДК 539.17.01

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ КУЛОНОВСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР, ПРОЛЕТАЮЩИХ ЧЕРЕЗ КРИСТАЛЛ

А. В. Степанов

Проведен квантово-механический расчет полного сечения резонансного кулоновского возбуждения ядер, взаимодействующих с кристаллической мишенью. Это сечение выражено через временные корреляционные функции, описывающие движение ядра-снаряда и ядер кристалла.

При описании кулоновского возбуждения и фрагментации атомных ядер и рождения частиц в сильном кулоновском поле сталкивающихся тяжелых ионов широко используется метод эквивалентных фотонов (ЭФ), который позволяет записать полное сечение процесса $\sigma(\epsilon)$ в компактной и физически прозрачной форме. А именно

$$\sigma(\epsilon) = \int d\omega \frac{dN_\gamma(\omega,\epsilon)}{d\omega}\sigma_\gamma(\omega). \tag{1}$$

Здесь $\sigma_\gamma(\omega)$ – сечение фотопоглощения реального кванта с энергией $\hbar\omega$, а $dN_\gamma(\omega,\epsilon)/d\omega$ – спектр ЭФ, порожденных электромагнитными полями сталкивающихся ядер при энергии ϵ [1, 2]. Однако детальные исследования эффективности этого метода показали, что область его применимости имеет вполне определенные границы [3]. В частности, он нуждается в уточнении при анализе взаимодействия пучков ядер с ядрами кристаллической мишени [4]. В этом случае эффективность когерентного возбуждения ядра-снаряда существенно зависит от "сохранения" синхронности электромагнитного воздействия ядер кристалла, участвующих в тепловом движении [4]. Влияние этого теплового движения на усредненный потенциал, формирующий траектории ядер пучка в кристаллической мишени, подробно исследовано в серии работ, посвященных эффекту каналирования [5]. Однако непосредственное объединение результатов [4] и [5] и использование аналогий с эффектом Мессбауэра [6, 7] нуждается в обосновании. В настоящей работе получено квантово-механическое выражение для полного сечения резонансного кулоновского возбуждения ядер, пролетающих через монокристалл. Этот результат представляет интерес как в связи с исследованием кулоновской диссоциации нейтронно-избыточных ядер типа ^{11}Li [8], так и для анализа возможности кулоновской накачки ядер для реализации γ-лазера [9].

Запишем отнесенную к единице времени вероятность возбуждения резонансного состояния с энергией ϵ_0 и шириной Γ при действии возмущения $\hat{H}_{int}$ в следующем виде [10]:

$$W_{ba}(\epsilon_i, i, m_0) = \frac{\Gamma}{\hbar} \sum_{m', f'} \frac{|< m', f', b|\hat{H}_{int}|m_0, i, a >|^2}{(E_{m_0} + \epsilon_i - \epsilon_0 - \epsilon_{f'} - E_{m'})^2 + \Gamma^2/4}. \tag{2}$$

Здесь E_{m_0} и $|m_0>$ ($E_{m'}$ и $|m'>$) – значения энергии и волновые функции движения центров масс ядер мишени в начальном (конечном) состояниях; $\epsilon_i, |i>$ и $\epsilon_{f'}, |f'>$ – то же для движения ядра-снаряда (P) как целого; $|a>$ и $|b>$ – соответственно волновые функции, описывающие внутреннее движение ядра P в основном и возбужденном состояниях. Мы будем предполагать, что ядро P имеет только одно возбужденное состояние. Мы пренебрежем возбуждением ядер мишени, т.е. будем рассматривать их как источники кулоновского поля ($Z_T e$ – заряд каждого ядра в мишени). Представление Фурье относительно переменных центра масс $\mathbf{R}_P$ ядра P и совокупности координат центров масс ядер мишени $\{\mathbf{R}_s\}$ позволяет разделить эти переменные в потенциальной энергии взаимодействия $\hat{H}_{int}$. Имеем

$$\hat{H}_{int}(\mathbf{R}_P; \{\mathbf{r}_p\}; \{\mathbf{R}_s\}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{q} \tilde{v}_0(\mathbf{q}) \tilde{\rho}_P(-\mathbf{q}) \tilde{\rho}_T(\mathbf{q}) \times$$

$$\times 4\pi \sum_{l \neq 0; m} (-i)^l Y^{(*)}_{lm}(\hat{\mathbf{q}}) \sum_{p=1}^{Z_P} j_e(qr_p) Y_{lm}(\theta_p, \varphi_p). \tag{3}$$

$\hat{\mathbf{q}} = \mathbf{q}/q$ – единичный вектор в направлении $\mathbf{q}$. Здесь $\{\mathbf{r}_p\}$ – совокупность координат протонов ядра-снаряда ($Z_p e$ – его заряд) относительно его центра масс; $\tilde{\rho}_T(\mathbf{q}) = \int d\mathbf{r} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \sum\limits_{s=1}^{N} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_s)$ – фурье-образ оператора плотности частиц мишени (N – число ядер в мишени), $\tilde{\rho}_P(-\mathbf{q}) = e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}_P}$ – то же для ядра P. $\tilde{v}_0(\mathbf{q})$ – фурье-образ оператора взаимодействия одного протона ядра P с одним ядром мишени; этот оператор мы выбираем в виде $\hat{V}_0(R) = (Z_T e^2/R)e^{-\beta R}$, β^{-1} – радиус экранирования электронами кулоновского поля ядра $\tilde{v}_0(q) = 4\pi Z_T e^2/(\beta^2 + q^2)$. Ограничиваясь рассмотрением электрического дипольного возбуждения $E1$, запишем (3) в виде

$$\hat{H}^{E1}_{int}(\mathbf{R}_P; \{\mathbf{r}_p\}; \{\mathbf{R}_s\}) = (2\pi)^{-3} \int d\mathbf{q} \tilde{v}_0(\mathbf{q}) \tilde{\rho}_P(-\mathbf{q}) \tilde{\rho}_T(\mathbf{q}) \times$$

$$\times (4\pi/3i)q \sum_{m=-1}^{1} Y_{lm}^{(*)}(\hat{\mathbf{q}}) \sum_{p=1}^{Z_P} r_p Y_{1m}(\theta_p, \varphi_p). \tag{4}$$

При вычислении матричного элемента по волновым функциям внутреннего движения ядра P получим в результате суммирования по p величину $M(E1,m)/e = \frac{1}{e} < b|d_P Y_{1m}(\hat{d}_P)|a >$, где $\mathbf{d}_P = \sum_{p=1}^{Z_P} \mathbf{e} r_p$ – электрический дипольный момент ядра P. Подставим выражение (4) в (2) и преобразуем энергетический знаменатель в (2) согласно рецепту $1/[a^2 + \Gamma^2/4] = \frac{2}{\Gamma\hbar}\mathrm{Re}\int_0^\infty dt e^{iat/\hbar - \Gamma t/2\hbar}$. Воспользуемся видом операторов в представлении Гейзенберга $\hat{A}_\Gamma(t) = e^{i\hat{H}t/\hbar}\hat{A}(0)e^{-i\hat{H}t/\hbar}$ и выполним суммирование по всем конечным состояниям $|m' >$ и $|f' >$. После усреднения полученного выражения по распределению начальных состояний [11, 12] получим:

$$W(E1) = \frac{8\pi}{3}\frac{B(E1)}{V\hbar^2}\mathrm{Re}\int_0^\infty dt e^{-\Gamma t/2\hbar} e^{i\epsilon_0 t/\hbar} \times$$

$$\times \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3}\left|\frac{\tilde{v}_0(\mathbf{q})}{e}\right|^2 q^2 \tilde{K}_P(\mathbf{q},t)\tilde{K}_T(-\mathbf{q},t). \tag{5}$$

Здесь $B(E1)$ – приведенная вероятность перехода $E1$, возникающая в результате усреднения $M(E1,m)M^*(E1,m')$ по ориентациям спинов ядер [13]. $\tilde{K}_P(\mathbf{q},t)$ и $\tilde{K}_T(\mathbf{q},t)$ – фурье-образы относительно пространственных переменных парных корреляционных функций плотности ядра P и ядер мишени (см., например, [11, 12]). При получении (5) мы воспользовались предположением о пространственной однородности падающего пучка ядер. V – нормировочный объем. Полное сечение резонансного $E1$-перехода определяется соотношением

$$\sigma(E1) = \frac{W(E1)}{v_P/V}, \tag{6}$$

где v_P – скорость падающего ядра P.

Корреляционная функция $\tilde{K}_T(\mathbf{q},t)$ подробно исследована для разных моделей рассеивающих систем в связи с вопросами взаимодействия медленных нейтронов и гамма-квантов с веществом (см., например, [14, 15]). В случае монокристалла $\lim_{t\to\infty}\tilde{K}_T(\mathbf{q},t) = e^{-2M_0}\sum_{jj'} e^{i\mathbf{q}\mathbf{R}_j(0)}e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}_{j'}(0)}$, где e^{-2M_0} – известный фактор Дебая-Валлера (ДВ), а $\mathbf{R}_j^{(0)}$ – положение равновесия j-го ядра в кристалле. Этот предельный случай $t \sim t_{cr} >> \hbar/\Gamma$ реализуется для долгоживущих ядерных состояний ($t_{cr} \sim \hbar/k\theta_D \sim 2 \cdot 10^{-14}$ с, , θ_D – температура Дебая, k – постоянная Больцмана). В случае короткоживущих ядерных состояний в (5) следует подставить $lim_{t\to 0}\tilde{K}_T(-\mathbf{q},t)$. При этом оказывается, что некогерентный вклад в $W(E1)$ при $j=j'$ не содержит ослабляющего фактора ДВ, а интерференционная компонента ($j\neq j'$) оказывается также несколько усилена. Этот дополнительный вклад аналогичен известному диффузному (когерентному) рассеянию рентгеновских лучей в криталлах [16].

Различные динамические модели $\tilde{K}_P(\mathbf{q},t)$ для описания движения отдельного ядра рассмотрены в [14, 15, 17]. В случае свободного движения нерелятивистской частицы с массой M и фиксированным импульсом p_{0z} вдоль оси z и среднеквадратичным разбросом импульса в поперечном направлении $<(\hbar q_\perp)^2>=\xi^{-1}$ имеем

$$\tilde{K}_P(\mathbf{q},t)=\exp\left\{i\frac{\hbar t q^2}{2M}-i\frac{p_{0z}q_z t}{M}-\frac{t^2q_\perp^2}{4M^2\xi}\right\}.$$

Если пренебречь разбросом импульса в поперечном направлении ($\xi\to\infty$), то интегрирование по t в (5) выполняется элементарно. В результате получим окончательное выражение для $W(E1)$

$$W(E1)=\frac{4\pi}{3}\frac{\beta(E1)}{V\hbar}\Gamma\int\frac{dq_z}{2\pi}\int\frac{d\mathbf{q}_\perp}{(2\pi)^2}\left|\frac{\tilde{v}_0(\mathbf{q})}{e}\right|^2 q^2\tilde{K}_T(-\mathbf{q},0)\times$$

$$\times\left[\left(\epsilon_0-\frac{\hbar q_z p_{0z}}{M}+\frac{\hbar^2q^2}{2M}\right)^2+\Gamma^2/4\right]^{-1}. \qquad (7)$$

Подставим (7) в (6) и проведем замену переменной интегрирования $q_z=\omega/c$. Сравнивая полученный результат с (1), где используем $\sigma_\gamma=\sigma_0\frac{\Gamma^2}{4}[(\epsilon_0-\hbar\omega)^2+\Gamma^2/4]^{-1}$, можем найти вид спектра ЭФ $dN_\gamma(\omega,\epsilon)/d\omega$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект N 93-02-3333).

ЛИТЕРАТУРА

[1] Джексон Дж. Классическая электродинамика. М., Мир, 1965.

[2] Bertulani C. A., Baur G. Phys. Rep., **163**, 299 (1988).

[3] Norbury J. W. Phys. Rev., **C47**, 406 (1993); Norbury J. W., Baur G., Phys. Rev., **C48**, 1915 (1993).

[4] Окороков В. В. ЯФ, 1009 (1965).

[5] К а г а н Ю., К о н о н е ц Ю. В. ЖЭТФ, **58**, 226 (1970); **64**, 1042 (1973); **66**, 1693 (1974).

[6] П и в о в а р о в Ю. Л. и др., ДАН, **272**, 86 (1983).

[7] P i v o v a r o v Yu. L. et al., Nucl. Phys., **A509**, 800 (1990).

[8] З а в а р з и н а В. П., С т е п а н о в А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 3-4, 18 (1993).

[9] Б у ш у е в В. А. и др., Вестник МГУ, сер. физ.-астрон., **19**, 101 (1979); Г о л ь д а н с к и й В. И. и др. Письма в ЖЭТФ, **7**, 180 (1968); Г о л ь д а н с к и й В. И. и др. В кн. Мессбауэровская спектроскопия, М., Мир, 1983, с. 65; C o l l i n s C. B. et al., Laser Part. Beams, **11**, 43 (1993).

[10] Г а й т л е р В. Квантовая теория излучения, М., ИИЛ, 1956.

[11] П о д г о р е ц к и й М. И., С т е п а н о в А. В. ЖЭТФ, **40**, 561 (1961).

[12] S i n g w i K. S., S j ö l a n d e r A. Phys. Rev., **120**, 1093 (1960).

[13] A l d e r K. et al. Rev. Mod. Phys., **28**, 432 (1956).

[14] Т у р ч и н В. Ф. Медленные нейтроны, М., Госатомизд., 1963; Г у р е в и ч И. И., Т а р а с о в Л. В. Физика нейтронов низких энергий, М., Наука, ГИФМЛ, 1965.

[15] К а з а р н о в с к и й М. В., С т е п а н о в А. В. ЖЭТФ, **42**, 489 (1962). Acta Physica, **14**, 45 (1962).

[16] Д ж е й м с Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, М., ИИЛ, 1950.

[17] К а з а р н о в с к и й М. В., Степанов А. В. Труды ФИАН, **33**, 203 (1964), ЖЭТФ, **47**, 139, 543 (1964).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 3 марта 1995 г.