

Ю. В. МЕЛИКОВ, Н. Г. ЧЕЧЕНИН

ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ СОСТАВНОГО ЯДРА НА ФОРМУ ПЛОСКОСТНОЙ ТЕНИ

В предположении единичного акта рассеяния частиц — продуктов ядерной реакции кристаллографической плоскостью — рассчитаны угловые распределения (плоскостные тени). Анализируется влияние сдвига составного ядра из узла кристаллической решетки на форму угловых распределений.

В последние годы на основе эффекта теней был создан уникальный метод прямого измерения времени протекания ядерных реакций. Значения времен, доступные в настоящее время для измерения этим методом, лежат в диапазоне $10^{-16} \div 10^{-18}$ с [1]. Но из всего многообразия ядерных реакций в этот диапазон попадает довольно ограниченное их число, большинство же характеризуется более короткими временами протекания. Вместе с тем нет основания считать, что указанный диапазон времени не может быть расширен в сторону меньших значений. Очевидно, эта задача может быть решена путем отыскания параметров тени, более чувствительных к смещению ядра из узла решетки кристалла, чем, скажем, угловая ширина или глубина тени.

В настоящей работе исследуются детали формы тени от кристаллографической плоскости при наличии малых смещений составного ядра из узла решетки. Рассматривается случай, когда продукты реакции образуются в кристалле на небольшой глубине, так что в процессе их движения к поверхности кристалла не успевает установиться статистическое равновесие в фазовом пространстве [2]. Такая ситуация характерна для резонансных ядерных реакций, когда энергия налетающих частиц лишь незначительно превышает энергию резонанса. При этом можно ограничиться рассмотрением единичного акта взаимодействия частицы — продукта реакции с кристаллографической плоскостью, а соответствующая толщина слоя кристалла, пройденного частицей, при которой такое рассмотрение справедливо, может быть оценена так:

$$z = \frac{d_p}{\psi_1},$$

где d_p — расстояние между плоскостями в кристалле, ψ_1 — угловая ширина плоскостной тени. Например, для α -частиц с энергией 2 МэВ и плоскости (111) монокристалла алюминия имеем $z \sim 100$ Å.

Задачу определения влияния смещения составного ядра из узла кристаллической решетки на форму плоскостной тени будем решать в предположении, что кристаллографическая плоскость представляет собой непрерывное образование, т. е. не учитывается дискретность ее атомной структуры. Это позволяет рассматривать движение частицы в некоторой плоскости xz , перпендикулярной семейству кристаллографических плоскостей данного индекса, где x — направление перпендикулярное кристаллографической плоскости, а z — параллельное ей. При этом положительное направление оси x совпадает с нормальной составляющей среднего смещения составного ядра $v_{\perp} \tau$, где v_{\perp} — нормальная составляющая скорости, а τ — среднее время жизни составного ядра. Частицы, испущенные в области $x > 0$ и в области $x < 0$, будут рассматриваться раздельно. Поскольку каждая частица испытывает лишь один акт взаимодействия с плоскостью, влиянием других плоскостей того же индекса будем пренебрегать.

Для энергии поперечного (по отношению к кристаллографической плоскости) движения частицы можно записать выражение

$$E_{\perp} = E\vartheta^2 + U(x),$$

где E — энергия частицы, ϑ — угол испускания частицы по отношению к кристаллографической плоскости, $U(x)$ — значение усредненного потенциала кристаллографической плоскости в точке испускания частицы составным ядром. Функция распределения частиц по энергии поперечного движения сразу после их испускания имеет вид

$$P_0^{\pm}(E_{\perp}) = \int g(x; \rho, x_0) dx \int d\vartheta \delta(E_{\perp} - E\vartheta^2 - U(x)),$$

где P_0^{+} определяется интегрированием по области $x > 0$, P_0^{-} — по области $x < 0$, $g(x; \rho, x_0)$ — вероятность испускания частицы в точке x составным ядром, среднее смещение которого за счет импульса налетающей частицы равно $x_0 = v_{\perp} \tau$, ρ^2 — среднеквадратичное смещение ядра при тепловых колебаниях. После выполнения интегрирования по ϑ получим

$$P_0^{+}(E_{\perp}) = \int_{x_{\min}}^{\infty} g(x; \rho, x_0) \frac{dx}{\sqrt{E(E_{\perp} - U(x))}}, \quad (1)$$

$$P_0^{-}(E_{\perp}) = \int_{-\infty}^{-x_{\min}} g(x; \rho, x_0) \frac{dx}{\sqrt{E(E_{\perp} - U(x))}},$$

где $x_{\min} = 0$, если $E_{\perp} > U(x=0) = U_0$ и $U(x_{\min}) = E_{\perp}$, если $E_{\perp} < U_0$.

Акт рассеяния частицы кристаллографической плоскостью приводит к изменению первоначальной функции распределения по поперечной энергии. Если ввести вероятность $P(E_{\perp})$ перехода из области $x > 0$ в область $x < 0$ или наоборот, то функция распределения по поперечной энергии после рассеяния частицы плоскостью может быть записана в виде

$$P^{\pm}(E_{\perp}) = \frac{2 - P(E_{\perp})}{2} P_0^{\pm}(E_{\perp}) + \frac{P(E_{\perp})}{2} P_0^{\mp}(E_{\perp}). \quad (2)$$

Функция распределения по поперечной энергии $P^{\pm}(E_{\perp})$ фактически задает угловое распределение частиц вне кристалла. Связь между

ними легко получить на основании соотношения $E_{\perp} = E\psi^2$, где ψ —угол, отсчитываемый от центра тени, а именно:

$$\begin{aligned} W(\psi > 0) &= 2E\psi\Pi^+(E_{\perp} = E\psi^2), \\ W(\psi < 0) &= 2E|\psi|\Pi^-(E_{\perp} = E\psi^2). \end{aligned} \quad (3)$$

Смещение составного ядра из узла решетки кристалла обусловлено двумя причинами: импульсом, переданным налетающей частицей, и тепловыми колебаниями атомов кристалла. Если считать, что распад составного ядра подчиняется экспоненциальному закону, а распределение смещений в результате тепловых колебаний имеет гауссову форму, то выражение для вероятности имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} g(x; \rho, x_0) &= \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\rho} e^{-\frac{(x-x')^2}{2\rho^2}} \frac{1}{x_0} e^{-\frac{x'}{x_0}} dx' = \\ &= \frac{1}{2x_0} e^{\frac{\rho^2}{2x_0^2} - \frac{x}{x_0}} \begin{cases} 1 + \Phi\left(\left|\frac{x}{\sqrt{2}\rho} - \frac{\rho}{\sqrt{2}x_0}\right|\right), & \text{при } x > \frac{\rho^2}{x_0} \\ 1 - \Phi\left(\left|\frac{x}{\sqrt{2}\rho} - \frac{\rho}{\sqrt{2}x_0}\right|\right), & \text{при } x < \frac{\rho^2}{x_0} \end{cases}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\alpha^2} d\alpha$. На рис. 1 представлена функция (4) в слу-

чае, когда $x_0 = 0,04$ Å, $\rho = 0,1$ Å. Видно, что эта функция несимметрична относительно кристаллографической плоскости ($x=0$), что является естественным следствием однонаправленного характера смещения составного ядра под действием импульса налетающей частицы.

В соответствии с предположением о непрерывности кристаллографической плоскости частица может пересечь кристаллографическую плоскость лишь в том случае, если она обладает достаточной поперечной энергией, а именно: $E_{\perp} \geq U_0$. Таким образом,

$$P(E_{\perp}) = \begin{cases} 1 & \text{при } E_{\perp} \geq U_0 \\ 0 & \text{при } E_{\perp} < U_0. \end{cases} \quad (5)$$

Выражение для усредненного потенциала плоскости запишем в следующем виде:

$$U(x) = U_0 e^{-\frac{|x|}{a_{TF}}} \equiv E\psi_1^2 \omega(x), \quad (6)$$

где a_{TF} —параметр экранирования Томаса—Ферми. Учитывая равенства (1)—(6) и обозначая $\psi_e = \psi/\psi_1$, можем получить выражение для углового распределения частиц, вылетающих из кристалла:

$$\begin{aligned} W(1 > \psi_e > 0) &= 2\psi_e \int_{x_{\min}}^{\infty} \frac{g(x; \rho, x_0) dx}{\sqrt{\psi_e^2 - \omega(x)}}, \\ W(0 > \psi_e > -1) &= 2|\psi_e| \int_{-\infty}^{-x_{\min}} \frac{g(x; \rho, x_0) dx}{\sqrt{\psi_e^2 - \omega(x)}}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$W(|\psi_e| > 1) = |\psi_e| \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g(x, \rho, x_0) dx}{V \psi_e^2 - \omega(x)}.$$

На рис. 2 представлены угловые распределения для двух значений среднего смещения составного ядра при $a_{TF}=0,176 \text{ \AA}$, $\rho=0,1 \text{ \AA}$. Видно, что даже для столь малого смещения, как $x_0=0,01 \text{ \AA}$, угловое распределение обладает заметной асимметрией.

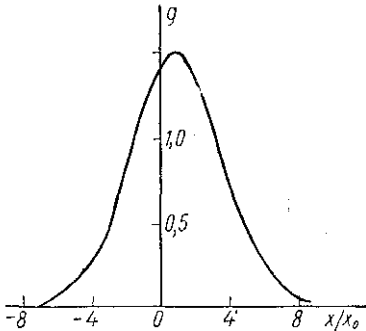


Рис. 1. График функции $g(x, \rho, x_0)$

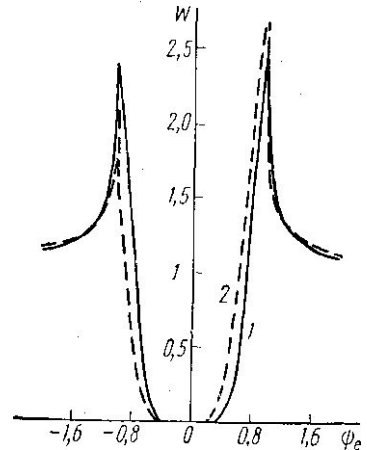


Рис. 2. Угловые распределения, рассчитанные по формуле (7) для двух значений среднего смещения составного ядра: $x_0=0,01 \text{ \AA}$ (1) и $x_0=0,07 \text{ \AA}$ (2)

Перейдем к вопросу о выборе параметров тени, обладающих наибольшей чувствительностью к смещению составного ядра. В работе [3], в которой производился расчет углового распределения частиц в окрестности кристаллографической оси методом Монте-Карло, было показано, что смещение составного ядра из узла решетки приводит к пространственному сдвигу центра тени. Аналогичный эффект имеет место и при расчете угловых распределений согласно формулам (7) в случае кристаллографической плоскости. На рис. 3 показана зависимость от величины среднего смещения составного ядра параметра $\delta = \Delta\psi_e$, представляющего собой относительный угловой сдвиг распределений на уровне $W=0,5$. Поскольку этот параметр по порядку величины составляет десятую часть угловой ширины тени, для его измерения необходимо производить детальное сравнение двух угловых распределений, одно из которых содержит в себе эффект смещения составного ядра, а другое заведомо его не содержит. Например, можно сравнить угловое распределение продуктов реакции в окрестности какой-либо кристаллографической плоскости и распределение упругорассеянных налетающих частиц, измеренные, скажем, одним и тем же позиционно-чувствительным детектором.

Другой чувствительный параметр может быть связан с высотой «плеч» углового распределения: из рис. 2 видно, что $W(\psi_e=1) - W(\psi_e=-1) \neq 0$, причем эта разность является функцией величины среднего смещения ядра x_0 . Однако известно [4], что как сами значе-

ния $W(\psi_e = \pm 1)$, так, следовательно, и их разность весьма подвержены влиянию таких факторов, как многократное рассеяние частиц на колеблющихся атомах, образующих кристаллографическую плоскость, рассеяние на соседних плоскостях и дефектах структуры кристалла, которые не учитываются настоящей моделью. В то же время можно ожидать, что более устойчивым к перечисленным факторам параметром будет относительная разность площадей под кривой углового распределения в области «плеч»:

$$D = \frac{\int_{1-\Delta\psi_e}^{1+\Delta\psi_e} W(\psi_e) d\psi_e - \int_{-1-\Delta\psi_e}^{-1+\Delta\psi_e} W(\psi_e) d\psi_e}{\frac{1}{2} \left\{ \int_{1-\Delta\psi_e}^{1+\Delta\psi_e} W(\psi_e) d\psi_e + \int_{-1-\Delta\psi_e}^{-1+\Delta\psi_e} W(\psi_e) d\psi_e \right\}}$$

Зависимость параметра D от среднего смещения ядра x_0 приведена на рис. 3, где величина интервала интегрирования $2\Delta\psi_e = 0,8$,

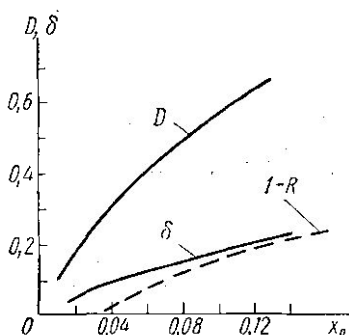


Рис. 3. Зависимость параметров угловых распределений D и δ от величины среднего смещения составного ядра x_0 . Пунктиром приведена зависимость относительного уменьшения площади «провала» в угловом распределении вследствие сдвига составного ядра ($1 - R$), полученная в работе [5]

что соответствует наибольшей чувствительности параметра. Отметим, что достаточно большой интервал интегрирования обеспечивает как устойчивость выбранного параметра к перечисленным выше факторам, так и достаточно хорошую статистическую точность.

В заключение сделаем некоторые замечания относительно чувствительности рассмотренных параметров к смещению составного ядра из узла решетки. Чувствительность может быть повышена путем охлаждения монокристалла, что приводит к уменьшению среднеквадратичной амплитуды тепловых колебаний. По мере увеличения толщины слоя кристалла, проходимого частицей — продуктом ядерной реакции, чувствительность указанных параметров падает, поскольку с каждым актом рассеяния теряется информация о месте испускания частицы ($x > 0$ или $x < 0$), и когда, наконец, наступает статистическое равновесие, движение частицы характеризуется лишь энергией поперечного движения [2]. Распределение по поперечной энергии определяется в этом случае симметричной функцией смещений составного ядра:

$$\overline{g(x)} = \frac{1}{2} \{g(x; \rho, x_0) + g(-x; \rho, x_0)\},$$

а угловое распределение продуктов реакции обладает симметрией относительно кристаллографической плоскости. Эффект смещения со-

ставного ядра приводит теперь к увеличению числа частиц в пределах угла тени, что сказывается как на глубине тени, так и на уменьшении площади «провала» в угловом распределении.

На рис. 3 приведена зависимость относительного уменьшения площади «провала» от среднего смещения составного ядра, рассчитанная в работе [5] для значений a_{TF} и ρ , близких к нашим. Из сравнения этой величины с параметрами D и δ , характеризующими эффект смещения составного ядра в отсутствие статистического равновесия, следует более высокая чувствительность последних.

Приведенное в настоящей работе рассмотрение является первым этапом детального изучения картины теней, возникающей в случае резонансной ядерной реакции на монокристаллической мишени, когда в процессе движения частиц — продуктов ядерной реакции к поверхности кристалла — не успевают установиться статистическое равновесие. В дальнейшем предполагается рассмотреть изменения формы тени от кристаллографической оси, связанные со смещением составного ядра. Большой интерес представляет также область частичного наложения осевой и плоскостной теней [6, 7].

Авторы искренне благодарны А. Ф. Тулинову за внимание к работе и Г. П. Похилу и В. А. Рябову за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карамян С. А., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф. «Физика элементарных частиц и атомного ядра», **4**, 456, 1973 (обзор).
2. Линдхард И. «Успехи физических наук», **99**, вып. 2, 1969.
3. Sona P. «Nuovo Cimento», **16A**, No. 4, 663, 1970.
4. Andersen J. U. «Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.», **36**, No. 7, 1967.
5. Nakayama H., Ishii M. et. al. «Nucl. Phys.», **A208**, 545, 1973.
6. Меликов Ю. В., Отставнов Ю. Д. и др. ЖЭТФ, **55**, вып. 5 (11), 1960, 1968.
7. Бормот О. В., Гранкина Т. В., Меликов Ю. В., Плец Ю. М., Тулинов А. Ф. Труды IV Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М., 1973.

Поступила в редакцию
13.2 1974 г.

НИИЯФ