

Е. И. СИРОТИНИН, А. Ф. ТУЛИНОВ,  
А. ФИДЕРКЕВИЧ, К. С. ШИШКИН

## ФОРМА СПЕКТРА ЧАСТИЦ, РАССЕЯННЫХ НА ТОЛСТОЙ МИШЕНИ, И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕГО С ПОМОЩЬЮ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ

Расчитана форма спектра частиц, рассеянных на толстой мишени, в зависимости от геометрии опыта. Результаты расчета сравниваются с измеренными спектрами протонов ( $E_0=6,3$  Мэв), рассеянных на толстой вольфрамовой мишени. Из измеренных спектров определяется  $dE/dx$ .

Многочисленные эксперименты по исследованию взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами, выполненные в последние годы, показывают, что в принципе весьма богатая информация о характере прохождения частиц через анизотропные среды, а также о свойствах самих кристаллов (их структура, особенности колебания решеток, наличие дефектов, примеси и т. д.) содержится в энергетических спектрах частиц, рассеянных на монокристаллических мишенях. Извлечение из формы спектров всей этой информации одна из важных проблем.

В связи с этим возникает ряд частных задач, одной из которых является изучение зависимости формы и спектров от геометрических условий эксперимента. Очевидно, первоначально целесообразно эту задачу решать применительно к простейшим случаям. В настоящей работе она решается для аморфной мишени.

Угол  $\theta_1$  между направлением падающего пучка и нормалью к поверхности мишени может изменяться от 0 до  $90^\circ$ . Угол  $\theta_2$  между нормалью и направлением на детектор, регистрирующий спектр частиц, может изменяться в тех же пределах. Очевидно, форма спектра будет меняться в зависимости от соотношения между этими углами.

Пусть параллельный пучок частиц с энергией  $E_0$  падает на мишень под углом  $\theta_1$  относительно нормали, лежащей в плоскости рассеяния (рис. 1). Предположим, что рассеянные частицы испытывают лишь один акт столкновения с ядром и интенсивность пучка не зависит от длины пути, пройденного в материале мишени до точки рассеяния.

Количество частиц, рассеянных на угол  $\theta$  в тонком слое  $dx_1$ , на глубине  $t$  от поверхности ( $x_1=t/\cos\theta_1$ ) равно

$$dN = N_0 n \sigma(E_1, \theta) dx_1 d\Omega, \quad (1)$$

$E_0 - E_1 = ?$  где  $N_0$  — число частиц, падающих на мишень,  $n$  — число ядер в  $см^3$  мишени,  $\sigma(E_1, \theta)$  — сечение рассеяния;  $E_1$  — энергия частиц в точке рассеяния. Энергетический спектр частиц, вылетающих из мишени, можно записать в виде

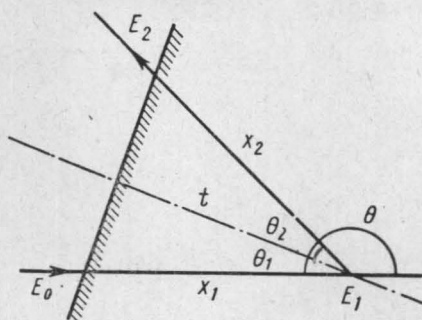


Рис. 1. Схема опыта по рассеянию.  $\theta_1$  — угол между пучком и нормалью к поверхности,  $\theta_2$  — угол между направлением на детектор и нормалью к поверхности,  $t$  — глубина на которой происходит рассеяние, измеренная вдоль нормали к поверхности

$$\frac{dN}{dE_2} = \frac{dN}{dx_1} \frac{dx_1}{dx_2} \frac{dx_2}{dE_2}. \quad (2)$$

Поскольку  $x_1 = t/\cos \theta_1$  и  $x_2 = t/\cos \theta_2$ , то

$$\frac{dx_1}{dx_2} = \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} = \frac{1}{k}. \quad (3)$$

Принимая во внимание, что

$$x_1 = \int_{E_0}^{E_1} \frac{dE}{\frac{dE}{dx}}, \quad (4)$$

$$x_2 = \int_{pE_1}^{E_2} \frac{dE}{\frac{dE}{dx}}, \quad (5)$$

где  $(1 - \rho)$  — энергия отдачи рассеивающего ядра (в единицах  $E_1$ ), находим

$$\frac{dx_2}{dE_2} = \frac{1}{\frac{dE}{dx}(E_2)} - \frac{\rho}{\frac{dE}{dx}(pE_1)} \frac{dE_1}{dE_2} \quad (6)$$

и

$$\int_{E_0}^{E_1} \frac{dE}{\frac{dE}{dx}} = \frac{1}{k} \int_{pE_1}^{E_2} \frac{dE}{\frac{dE}{dx}}. \quad (7)$$

Дифференцируя (7) по  $E_2$ , получаем

$$\frac{1}{\frac{dE}{dx}(E_1)} \frac{dE_1}{dE_2} = \frac{1}{k} \frac{1}{\frac{dE}{dx}(E_2)} - \frac{\rho}{k} \frac{1}{\frac{dE}{dx}(pE_1)} \frac{dE_1}{dE_2},$$

откуда

$$\frac{dE_1}{dE_2} = \frac{1}{k} \frac{1}{\frac{dE}{dx}(E_2)} \left[ \frac{1}{\frac{dE}{dx}(E_1)} + \frac{\rho}{k} \frac{1}{\frac{dE}{dx}(pE_1)} \right]^{-1}. \quad (8)$$

Подставляя в (2) соответствующие выражения из (1), (3), (6) и (8), находим вид энергетического спектра

$$\frac{dN}{dE_2} = -N_0 n \sigma \frac{1}{k} \frac{d\Omega}{\frac{dE}{dx}(E_2)} \left\{ 1 - \left[ 1 + \frac{k}{\rho} \frac{\frac{dE}{dx}(pE_1)}{\frac{dE}{dx}(E_1)} \right]^{-1} \right\}. \quad (9)$$

Экспериментальные значения  $\frac{dE}{dx}(E)$  для протонов с энергией, превышающей 0,2 Мэв, и для  $\alpha$ -частиц с энергией  $> 1$  Мэв можно аппроксимировать выражением

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{A}{E^\beta}, \quad (10)$$

где  $A$  и  $\beta$  для данного сорта частиц зависят от атомного заряда  $Z_2$  и плотности вещества мишени;  $\beta(Z_2)$  меняется в пределах 0,4—1,0 (см. [1]).

Для этого случая, принимая во внимание, что при  $E_1 = E$ ,  $E_2 = \rho E_0$ , из (8) получим

$$E_1 = \left[ k^{-1} \left( 1 + \frac{\rho^{\beta+1}}{k} \right)^{-1} (E_2^{\beta+1} + kE_0^{\beta+1}) \right]^{\frac{1}{\beta+1}}. \quad (11)$$

При этом выражение (9) примет вид

$$\frac{dN}{dE_2} = N_0 n \sigma E_2^\beta [A(\rho^{\beta+1} + k)]^{-1} d\Omega. \quad (12)$$

В формуле для сечения Резерфордского рассеяния

$$\sigma = \left( \frac{z_1 z_2 e^2}{4E_1} \right)^2 \sin^{-4} \frac{\theta}{2} f \left( \theta, \frac{m_1}{m_2} \right)$$

заменяем  $E_1$ , согласно (11) и, подставляя полученное значение в (12), запишем

$$\frac{dN}{dE_2} = \left( \frac{z_1 z_2 e^2}{4} \right)^2 \frac{N_0 n}{A \sin^4 \frac{\theta}{2}} f \left( \theta, \frac{m_1}{m_2} \right) \frac{(k + \rho^{\beta+1})^{\frac{1-\beta}{1+\beta}} \varepsilon_2^\beta}{E_0^{2-\beta} (\varepsilon_2^{1+\beta} + k)^{\frac{2}{1+\beta}}}, \quad (13)$$

где  $\varepsilon_2 = E_2/E_0$ .

Для случая рассеяния протонов с  $E_0 = 6$  Мэв на тяжелых ядрах, когда  $\rho = 1$ ,  $f \left( \theta, \frac{m_1}{m_2} \right) = 1$  и  $\beta \approx 1/2$  [1], выражение (13) упрощается:

$$\frac{dN}{dE_2} = \left( \frac{z_2 e^2}{4 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right)^2 \frac{N_0 n}{A} \frac{(k+1)^{1/3} \varepsilon_2^{1/2}}{E_0^{3/2} (\varepsilon_2^{3/2} + k)^{4/3}}. \quad (14)$$

Из выражений (12) и (14) видно, что геометрические факторы существенно влияют на форму энергетического спектра. Заметим, что форма спектра определяется не величинами углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , а отношением  $\cos \theta_1 / \cos \theta_2$ .

Полученная зависимость подтверждается результатами измерений. Измерения проводились на 120 см циклотроне НИИЯФ МГУ. Коллимированный пучок протонов с энергией 6,3 Мэв падал на вольфрамовую мишень, расположенную на гониометрической головке, имеющей три оси вращения. Расходимость пучка не превышала  $\sim 0,025^\circ$ . Неомонэнергетичность пучка (полная ширина пика на половине его высоты) составляла 60 кэв. Мониторирование пучка осуществлялось по выходу протонов, рассеянных тонкой пленкой золота, напыленной на толстую алюминиевую подложку, которая перекрывала пучок на 0,1 сек с частотой 1 гц [2]. Спектры протонов, рассеянных на мишени, регистри-

ровались полупроводниковым детектором в телесном угле  $\sim 10^{-4}$  стерад. Энергетическое разрешение всего измерительного тракта составляло  $\sim 25$  кэв.

На рис. 2 представлены спектры протонов, рассеянных на аморфной вольфрамовой мишени, для  $k=0,78$ ; 1,0 и 2,0. Сплошные кривые соответ-

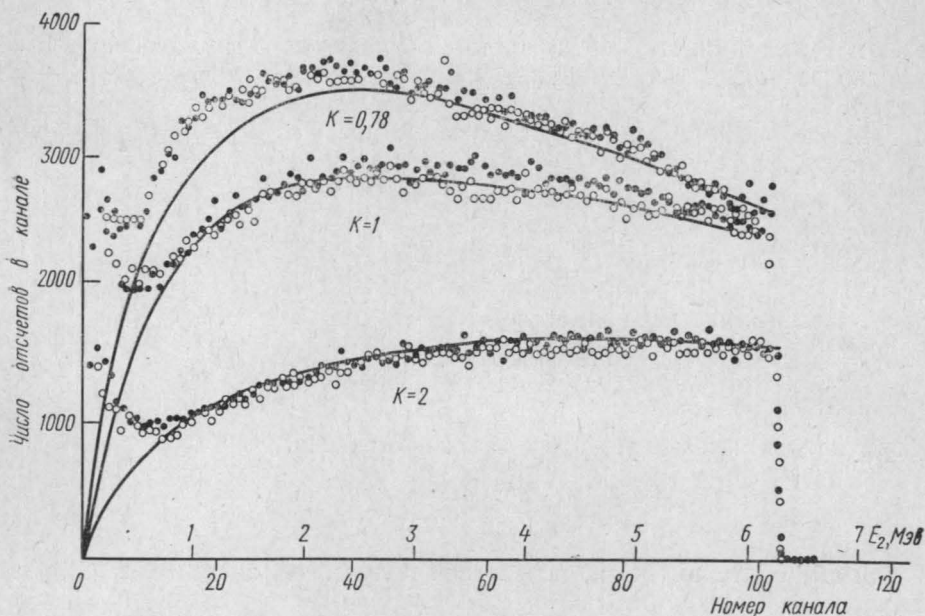


Рис. 2. Спектры протонов, рассеянных на аморфной (●) и неориентированной монокристаллической (○) мишенях, для  $k=0,78$ ; 1,0 и 2,0. Сплошные кривые соответствуют выражению (14)

ствуют выражению (14). Для сравнения приведены также спектры, полученные на монокристаллической вольфрамовой мишени для тех же значений  $k$  (при этом направление пучка не совпадало с какими-либо кристаллографическими осями или плоскостями низких индексов). Нормировка экспериментальных спектров, полученных для различных  $k$ , осуществлялась в соответствии с формулой Резерфорда ( $\sim \sin^{-4} \frac{\theta}{2}$ ). Теоретическая кривая совмещена с экспериментальными значениями при  $E_2=6,1$  Мэв только для одного значения  $k=2$ . Полученный при этом коэффициент использовался для привязки теоретических кривых при других значениях  $k$ . Из рисунка видно, что согласие между расчетной и экспериментальными кривыми хорошее. Спектры от аморфной мишени и монокристалла в пределах ошибок эксперимента также совпадают.

Расхождения между экспериментальными значениями и теоретической кривой в интервале энергий  $E_2 < 0,5$  Мэв обусловлены, по-видимому, тем, что аппроксимация  $dE/dx$  выражением (10) в этом интервале значений  $E_2$  перестает быть справедливой. Небольшие расхождения для случая  $k=0,78$  могут быть связаны с ошибкой в определении углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , поскольку при  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , близких к  $90^\circ$ , даже небольшие погрешности в определении величины  $\theta_1$  и  $\theta_2$  сильно влияют на форму спектра, определяемую выражением (14).

На рис. 3 сравниваются спектры равных  $k$ , но при разных величинах углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$ . Как мы и предполагали на основании (14), измеренные спектры полностью совпадают.

При выводе выражения (14) пренебрегалось многократным рассеянием. Теоретические оценки показывают, что вклад многократного рассеяния в нашем случае мал, он не должен превышать нескольких процентов.

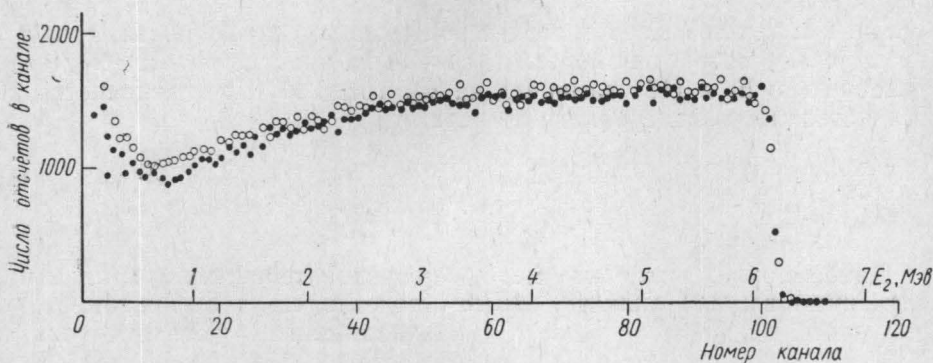


Рис. 3. Сравнение спектров рассеянных протонов, полученных при равных  $k$ , но при разных величинах углов  $\theta_1$ , и  $\theta_2$  (● —  $\theta_1=36^\circ$ ,  $\theta_2=66^\circ$ , ○ —  $\theta_1=0^\circ$ ,  $\theta_2=60^\circ$ )

Для проверки этого утверждения были измерены спектры при неизменном  $k$ , но при двух положениях мишени: вертикальном и наклоненном на  $35^\circ$ . Эти два спектра сравниваются на рис. 4. Из рисунка видно, что оба спектра в пределах экспериментальных ошибок совпадают.

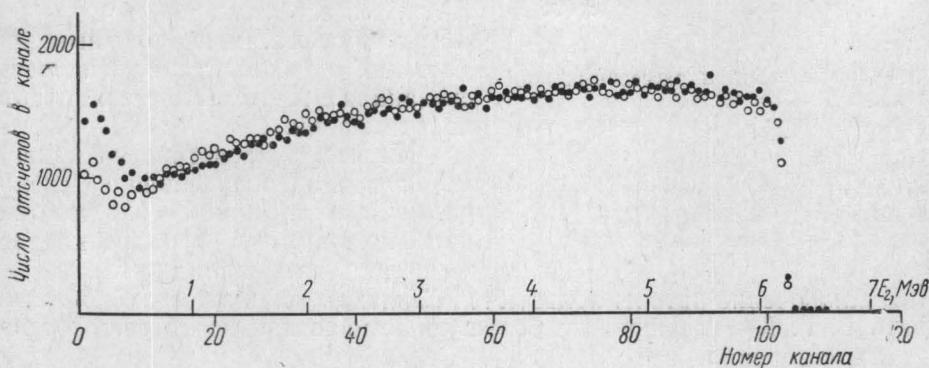


Рис. 4. Сравнение спектров рассеянных протонов, полученных при равных  $k$ , но при разных углах наклона мишени относительно горизонтальной оси, лежащей в плоскости пучка и перпендикулярной ему (● — угол наклона при нуле, ○ — угол наклона при  $35^\circ$ )

По измеренным спектрам рассеянных частиц можно определять зависимость  $\frac{dE}{dx}(E)$  от вещества мишени. Действительно, грубую оценку  $dE/dx$  можно получить, определив величину  $\beta$  в (10) из условия согласия теоретической кривой, определяемой выражением (14), с экспериментом.

Можно определить  $\frac{dE}{dx}(E)$  и в более общем случае. Для рассеяния протонов на тяжелых ядрах ( $p=1$ ) выражение (9) можно переписать в виде

$$\frac{dN}{dE_2} \sim \frac{1}{E_1^2} \frac{1}{\frac{dE}{dx}(E_2)}. \quad (15)$$

В случае больших  $k$  (пучок падает по нормали к поверхности, а угол  $\theta_2$  близок к  $90^\circ$ ) потерями энергии протонов на участке пробега  $x_1$  можно пренебречь и  $E_1$  в (15) заменить на  $E_0$ . Тогда  $dE/dx$  определяется непосредственно из измеренного спектра

$$\frac{dE}{dx}(E_2) \sim \frac{1}{E_0^2} \frac{1}{\frac{dN}{dE_2}}. \quad (16)$$

Далее можно применить метод последовательных приближений: полученные из (16) значения  $dE/dx$  подставлять в выражение (8) и

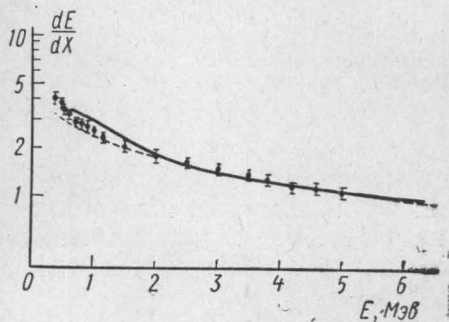


Рис. 5. Кривая потерь энергии при  $\omega$ , полученная из спектра рассеянных протонов для  $k=4$  в третьем приближении (сплошная линия). Теоретическая кривая для Au [3] (пунктирная линия) совмещена с экспериментальной при  $E=5$  Мэв. Экспериментальные точки для Au взяты из работы [1]. При оси ординат — относительные единицы

находить для каждого значения  $E_2$  соответствующие значения  $E_1$ ; подставляя эти значения в (16), можно найти более точные значения  $dE/dx$ . Эту операцию можно повторить многократно. Определение  $dE/dx$  возможно по спектрам, измеренным при любых значениях  $k$ . Однако сходимость результатов, получаемых этим методом, для случая  $k \ll 1$  будет более быстрой, чем в случае  $k \sim 1$ . В то же время в результате определения  $dE/dx$  по спектрам, измеренным при больших  $k$ , вносится погрешность, связанная с шероховатостью поверхности мишени.

На рис. 5 представлена кривая  $dE/dx$  для W, полученная из спектра, измеренного при  $k=4$ , в третьем приближении. Для сравнения там же приведена кривая для Au.

В заключение авторы пользуются приятной возможностью поблагодарить В. Г. Карандашова за большую помощь при подготовке и проведении измерений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Стародубцев В. С., Романов А. М. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1962.
2. Сиротинин Е. И., Фидеркевич А., Шишкин К. С., Карандашов В. Г. «Приборы и техника эксперимента», (в печати).
3. Williamson C. F., Vonjot J. P., J. Pocard. CEA—R, 3042, 1966.

Поступила в редакцию  
25.6 1970 г.

НИИЯФ