

УДК 539.12.04

О расширении возможностей метода определения тормозных способностей из спектров обратного рассеяния в случае многозарядных ионов

ВЕДЬМАНОВ Г. Д., НЕШОВ Ф. Г., ПУЗАНОВ А. А., УРМАНОВ А. Р.

При изучении взаимодействия быстрых ионов с твердым телом часто необходимо знать тормозную способность вещества к данным ионам. В последнее время наибольшее развитие получает метод определения тормозной способности вещества из энергетических спектров частиц, рассеянных на большой ($\geq 90^\circ$) угол толстой поликристаллической мишени. Этот метод может быть использован для одно- [1, 2] и многокомпонентных [3] мишеней.

Необходимым условием использования такого метода является наличие выражений, описывающих с достаточной точностью форму энергетических спектров обратного рассеяния. При этом следует учитывать влияние многократного рассеяния, которое может значительным образом исказить форму энергетических спектров, измеренных при углах рассеяния, существенно отличающихся от 180° и являющихся наиболее удобными для измерений.

В работе [4] проведен детальный учет влияния многократного рассеяния, изменения эффективного заряда иона по мере его замедления и страгглинга на форму энергетических спектров обратного рассеяния многозарядных ионов для однокомпонентной мишени. Формулы работы [4] легко обобщить для многокомпонентной мишени:

$$\Gamma(E_2) = \frac{1}{S(E_2)} \sum_{j=1}^L c_j \sigma_j(E_{1j}, \vartheta) [K_j + p_j \xi(p_j E_j)]^{-1} \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{1}{2} (\langle \chi_{1j}^2(E_0, E_{1j}) \rangle + \langle \chi_{2j}^2(p_j E_{1j}, E_2) \rangle) \times \right. \\ \left. \times [1 + 2 \operatorname{ctg}^2(\vartheta/2)] \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_1}{m_{2j}} \right)^2 / \sigma_j(\vartheta) \right] \right\} \times \\ \times [1 - \dot{I}(E_2 - p_j E_0)]; \quad (1)$$

$$\int_{E_{1j}}^{E_0} \left[\frac{k}{\xi(p_j E)} (2 - \langle \chi^2(E_0, E) \rangle) + \right. \\ \left. + p_j (2 - \langle \chi^2(p_j E_0, p_j E) \rangle) \right] \frac{dE}{S(p_j E)} = \\ = \int_{E_2}^{p_j E_0} (2 - \langle \chi^2(p_j E_0, E) \rangle) \frac{dE}{S(E)} + \\ + \langle \chi^2(p_j E_0, p_j E_j) \rangle \int_{E_2}^{p_j E_{1j}} \frac{dE}{S(E)}, \quad j=1, \dots, L, \quad (2)$$

где E_2 — энергия иона на выходе из мишени; E_0 — начальная энергия иона; $\Gamma(E_2) = F(E_2)/N_0 d\Omega n$; $F(E_2)$ — энергетический спектр обратного рассеяния; N_0 — число частиц, упавших на мишень; $d\Omega$ — телесный угол детектора; n — общее число атомов в единице объема; L — число компонентов мишени; $S(E) = -dE/dx$ — тормозная способность вещества к ионам с массой m_1 , зарядом ядра Z_1 ; $c_j = n_j/n$; n_j — число атомов j -го сорта в единице объема; $\sigma_j(E_{1j}, \vartheta) = Z_1^2 Z_{2j}^2 \sigma_j(\vartheta) / E_{1j}^2$ — поперечное сечение рассеяния иона с энергией E_{1j} на угол ϑ на атоме j -го сорта; $p_j E_{1j}$ — энергия иона непосредственно после рассеяния на большой угол;

$\xi(p_j E_j) = S(E_{1j})/S(p_j E_{1j})$; $\dot{I}(y) = 1$ при $y_i > 0$; $\dot{I}(y) = 0$ при $y \leq 0$; $k = \cos \vartheta_1 / \cos \vartheta_2$ (здесь ϑ_1 и ϑ_2 — соответственно углы падения и детектирования ионов относительно нормали к поверхности мишени); $K_j = k(2 - \langle \chi_{1j}^2 \rangle) / (2 - \langle \chi_{2j}^2 \rangle)$.

Выражение для среднего квадратического угла многократного рассеяния при прохождении частицей пути, соответствующего изменению энергии иона от E' до E'' , имеет вид

$$\langle \chi^2(E', E'') \rangle = \\ = 2\tau \sum_{i=1}^L n_i \int_{E''}^{E'} Z_i^2(E) Z_{2i}^2 \left[\ln(2/\alpha_i^{\text{экрп}}) - \frac{1}{2} \left(\frac{m_1}{m_{2i}} \right)^2 \right] \times \\ \times \frac{dE}{E^2 S(E)}. \quad (3)$$

Теперь можно вернуться к решению обратной задачи — извлечению тормозных способностей вещества из спектров обратного рассеяния.

Уравнения (1), (2) содержат $3L + 1$ неизвестных функций: $E_{1j}(E_2)$, $\xi(p_j E_{1j})$, $S(p_j E_{1j})$ ($j = 1, \dots, L$) и $S(E_2)$. Однако, ввиду того что переменные $p_j(E_{1j})$ и E_2 имеют одну и ту же область изменения ($E_2 \leq \leq p_{\text{макс}} E_0$; $p_j E_{1j} \leq p_{\text{макс}} E_0$), можно полагать, что $S(p_j E_{1j}) = S(E_2)$ при $E_2 = p_j E_{1j}$ и функции $S(p_j E_{1j})$ и $S(E_2)$ тождественно совпадают во всем диапазоне изменения их аргументов.

Таким образом, можно считать, что уравнения (1) и (2) содержат $2L + 1$ неизвестных функций. Задав N значениями переменной E_2 и соответствующими им значениями $\Gamma(E_2)$, а также некоторым интерполяционным многочленом, позволяющим определять значения функций для промежуточных значений аргументов, получим систему из $(L + 1)N$ нелинейных алгебраических уравнений с $(2L + 1)N$ неизвестными значениями искомых функций. Необходимо эту систему уравнений дополнить еще LN уравнениями. В качестве дополнительных LN уравнений можно использовать

соотношения, являющиеся следствием того очевидного факта, что значения $\xi(p_j E_{1j})$ для разных j принадлежат одной и той же функции $\xi(p_k E_{1k})$ (например, $p_k = \max |p_j|$) и, следовательно, могут быть определены из набора значений последней функции путем интерполяции, которая может быть проделана с погрешностью, не превышающей погрешности эксперимента. Это позволяет определять значения функции $S(E)$ в промежутке $E_0 < E < E_0$ с хорошей точностью.

Нахождение корней системы $(2L + 1)N$ нелинейных алгебраических уравнений с $(2L + 1)N$ неизвестными будем проводить с помощью метода простой итерации [5] по следующей схеме (верхние индексы означают номер итерации):

$$\begin{aligned} S^{n+1} &= f(E_{1j}^n, \xi_j^n); \\ E_{1j}^{n+1} &= g(S^{n+1}, \xi_j^n); \\ \xi_j^{n+1} &= P(E_{1j}^{n+1}, \xi_j^n). \end{aligned} \quad (4)$$

Система (4) имеет решение, и итерационный процесс сходится.

Предложенный метод был использован для определения тормозных способностей Fe, Ge, GaAs и FeGe₂ к ионам азота в энергетическом интервале 0,75—7,4 МэВ. Измерения проводили с помощью 120-см циклотрона Уральского политехнического института. Пучок ионов азота, ускоренных по энергии 7,4 МэВ, формировался таким образом, чтобы его угловая расходимость не превышала 0,1°. Разброс энергий ионов в пучке составлял < 150 кэВ. Облучаемую поверхность мишеней подвергали механической шлифовке и полировке. Точность определения угла рассеяния составляла ~ 0,2°. Рассеянные мишенью ионы регистрировали поверхностно-барьерным детектором. Энергетическое разрешение измерительного тракта менялось от 3,3% при энергии 7,4 МэВ до 10% при 1 МэВ. Абсолютные значения тормозных способностей были получены относительно данных по потерям энергии ионов азота в никеле, представленных в работе [6]. Результаты измерений приведены в таблице. Относительная погрешность измерений не превышает 5%. В таблице также приведены значения тормозной способности FeGe₂ к ионам азота, рассчитанные по правилу аддитивности Брэгга с использованием тормозных способностей Fe и Ge, полученных в настоящей работе.

Тормозные способности исследованных веществ к ионам азота

E, МэВ	S(E) · 10 ⁻³ , МэВ/см				
	Fe	Ge	GaAs	FeGe ₂	
				эксперимент	расчет
0,75	18,8	10,0	—	—	15,32
1,0	20,3	11,25	11,6	17,2	17,6
1,5	25,0	13,45	13,75	20,8	20,83
2,0	28,2	15,5	15,45	23,85	24,09
2,5	31,15	16,83	16,6	26,0	26,2
3,0	33,15	17,85	17,45	27,7	27,88
3,5	34,6	18,6	18,1	28,9	29,12
4,0	35,5	19,3	18,7	29,7	29,97
4,5	36,0	19,65	19,1	30,3	30,47
5,0	36,4	19,9	19,3	30,7	30,88
5,5	36,7	20,1	19,4	31,0	31,17
6,0	37,0	20,25	19,5	31,3	31,41
6,5	37,4	20,4	19,55	31,5	31,63
7,0	37,75	20,5	19,6	31,6	31,82
7,4	38,05	20,62	19,67	31,75	32,06

В заключение авторы благодарят А. А. Фролова за предоставление образцов FeGe₂ для проведения эксперимента.

Поступило в Редакцию 2.III.77
В окончательной редакции 19.XII.77

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сиротинин Е. И. и др. «Вестник МГУ, Сер. физ., астр.», 1971, № 5, с. 541.
2. Neshov F. e.a. «Rad. Effects», 1975, v. 25, p. 271.
3. Кирстен П., Куликаускас В. С., Шипкин К. С. В кн.: Труды VI Всесоюз. сов. по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М., Изд-во МГУ, 1975, с. 433.
4. Urmanov A. e.a. «Rad. Effects», 1977, v. 33, p. 141.
5. Бахвалов Н. С. Численные методы. М., «Наука», 1975.
6. Porat D., Ramavataram K. «Proc. Phys. Soc.», 1961, v. 78, p. 1135.

удк 621.039.58

Характеристики поля нейтронного излучения, отраженного от воды, бетона и железа

КЛИМАНОВ В. А., МАХОНЬКОВ А. С., МАШКОВИЧ В. П.

При расчете защиты ядерно-технических установок широкое применение находят дифференциальные характеристики альbedo нейтронов. Наиболее полная информация о характеристиках альbedo нейтронов приведена в работе [1]. Опубликованная информация в области источников нейтронов промежуточных энергий недостаточна для решения широкого класса практических задач. Настоящая работа посвящена исследованию дифференциальных характеристик числового и дозового аль-

bedo нейтронов в области источников промежуточных энергий для полубесконечных отражателей из воды, бетона * и железа. Для полноты информации исследованы также характеристики отраженного излучения и для источников быстрых нейтронов.

* Химический состав бетона, атом/см³: Н 6,023 · 10²¹; С 7,07 · 10²¹; О 44,7 · 10²¹; Mg 0,251 · 10²¹; Al 0,402 · 10²¹; Si 7,57 · 10²¹; S 0,169 · 10²¹; Ca 9,02 · 10²¹; Fe 0,13 · 10²¹.