

Задача становится достаточно определенной только в том случае, если физические соображения сводят класс возможных решений к минимуму. К сожалению, теория реакторов, число доступных детекторов, точность измеренных сечений реакций $\sigma_i(E)$ и активности A_i не могут создать достаточного соответствия между возможностями эксперимента и требованиями элементарной статистики.

Изучая результаты опубликованных и собственных работ, автор настоящей статьи пришел к выводу, что определение $\Phi(E)$ должно основываться на стратегии минимума — максимума функции риска. Функция риска R в данном случае может быть сведена к виду

$$R(j) = c_j \chi_j^2 \quad (j=1, 2, \dots, m), \quad (2)$$

где c_j — вероятность того, что j -е предположение $\Phi_j(E)$ о виде функции $\Phi(E)$ будет правильным; χ_j^2 — критерий Пирсона для разброса теоретических и экспериментальных A_i при j -м решении.

Неизвестные параметры $\Phi_j(E)$ определяются на основе обычного формализма метода наименьших квадратов.

Функция $\Phi(E)$ принимает вид

$$\Phi(E) = \sum_{j=1}^m c_j \Phi_j(E). \quad (3)$$

Минимаксная стратегия дает для c_j выражение

$$c_j = \left(\sum_{q=1}^m \frac{1}{\chi_q^2} \right)^{-1} \frac{1}{\chi_j^2}. \quad (4)$$

При достаточно разнообразном выборе функций $\Phi_j(E)$ из физически обоснованного класса функций амплитуды и знаки систематических ошибок при различных решениях будут распределены хаотически, и, следовательно, суммарная систематическая ошибка с увеличением m стремится к нулю. Последнее утверждение вытекает из усиленного закона больших чисел Колмогорова.

(№ 259/4806. Статья поступила в Редакцию 12/IV 1968 г., аннотация — 30/IX 1968 г. Полный текст 0,35 а. л., 6 библиографических ссылок.)

Матричный метод расчета спектрально-угловых характеристик γ -квантов, вышедших из плоского барьера

С. А. ЧУРИН, В. В. ЧЕРНЯХОВСКИЙ

УДК 539.122:539.121.72

В работе проводится расчет спектрально-угловых характеристик γ -квантов, вышедших из плоского барьера, матричным методом.

Пусть между двух элементарных слоев находится источник излучения $I(Z, E, \theta)$, где Z — расстояние по оси Z , перпендикулярной к плоскости барьера; E — энергия γ -кванта; θ — угол между направлением полета γ -кванта и осью Z . В этом случае спектрально-угловое распределение γ -квантов вышедшего излучения можно найти, используя матрицы отражения и пропускания элементарных слоев [1, 2]:

$$I = T_2(E - R_1 R_2)^{-1} (E + R_1) I_0, \quad (1)$$

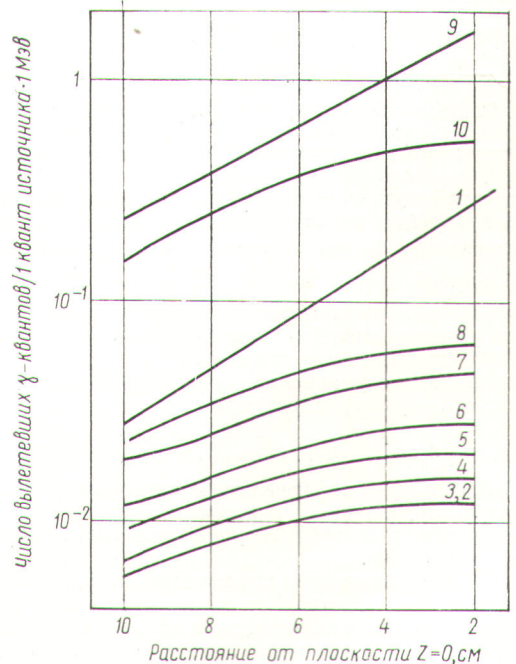
где I_0 — вектор излучения источника; I — вектор выходящего излучения; R_1 — матрица отражения первого слоя; T_2, R_2 — матрицы пропускания и отражения для второго слоя; E — единичная матрица.

Если же плоский барьер представляется в виде набора элементарных слоев с граничными плоскостями Z_k , где k меняется от 1 до $n-1$, то матрицы пропускания и отражения можно получить, пользуясь выражениями для матриц R и T барьера, составленного из двух элементарных слоев [2, 3]:

$$T = T_2(E - R_1 R_2)^{-1} T_1; \quad (2)$$

$$R = R_1 + T_1 R_2 (E - R_1 R_2)^{-1} T_1. \quad (3)$$

На рисунке представлена найденная с помощью приведенной выше методики зависимость числа вылетевших γ -квантов как функция расположения источника с энергией γ -квантов $E_0 = 8$ Мэв, причем для



Зависимость числа вылетевших γ -квантов различных энергетических групп от месторасположения изотропного источника с $E_0 = 8$ Мэв:

1 — энергия γ -квантов 9—7 Мэв; 2 — 7—5 Мэв; 3 — 5—3,5 Мэв; 4 — 3,5—2,5 Мэв; 5 — 2,5—1,75 Мэв; 6 — 1,75—1,25 Мэв; 7 — 1,25—0,7 Мэв; 8 — 0,7—0,55 Мэв; 9 — 0,55—0,4 Мэв; 10 — 0,4—0,1 Мэв.

каждой энергетической группы была проведена нормировка на $1 M_{\alpha\alpha}$ и считалось, что в каждой плоскости находилось по одному γ -кванту.

(№ 260/4882. Статья поступила в Редакцию 27/V 1968 г., аннотация — 10/IX 1968 г. Полный текст 0,45 а. л., 3 рис., 2 табл., 6 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Peebles, M. Plesset. Phys. Rev., 81, 430 (1951).
2. R. Aronson, D. Yarmuch. J. Math. Phys., 7, 221 (1961).
3. В. С. Галишев, В. И. Огневский, А. Н. Орлов. «Усп. физ. наук», XI, вып. 2 (1957).

Расчет пробегов легких ионов в твердых телах

В. С. КЕССЕЛЬМАН

УДК 541.432:539.196.2

В работе [1] на основе теории Линдхарда и соавторов (LSS) были получены аналитические соотношения для расчета глубины проникновения ионов в вещество. Эти уравнения хорошо описывают экспериментальные данные лишь в случае тяжелых ионов, т. е. когда величина $\mu = \frac{M_1}{M_2} \ll 1$ (M_1, M_2 — масса иона и атома тормозящего вещества соответственно). В этом случае

представляют собой однопараметрические уравнения с параметром K , определяемым в теории LSS, которые записаны в универсальных переменных ϵ и ρ . Наряду с точными (в рамках проведенного расчета) формулами получены приближенные выражения для $\rho_p(\epsilon)$.

Для значений $\mu \gg 1$ уравнения сильно упрощаются и могут быть использованы, например, для расчета пробегов протонов.

Сопоставление результатов расчета $\frac{\bar{\rho}_p}{\rho}$ с данными работы [2]

$\frac{\bar{\rho}_p}{\rho}$	μ											
	0,2	0,3	0,5	1	2	3	5	10	20	50	100	
Расчет	0,08	0,13	0,10	0,15	0,20	0,26	0,33	0,46	0,68	0,88	0,93	
Данные работы [2]	0,07	0,09	0,11	0,15	0,21	0,27	0,32	0,44	0,57	0,69	0,77	

средний путь иона в веществе \bar{R} и средний путь вдоль направления первоначального движения (проективный пробег) \bar{R}_p близки. Однако если величина $\mu > 1$, т. е. в случае легких ионов, \bar{R}_p может оказаться много меньше \bar{R} . Отношение \bar{R}/\bar{R}_p особенно сильно отличается от единицы при больших значениях μ и малых энергиях налетающего иона E .

Исходное уравнение, описывающее средний проективный пробег, имеет вид

$$1 = N \int d\sigma_{n,e} [\bar{R}_p(E) - \bar{R}_p(E-T) \cos \varphi].$$

Здесь $d\sigma_{n,e}$ — дифференциальное сечение столкновений, сопровождающихся передачей энергии T ; φ — угол отклонения в лабораторной системе; N — плотность атомов среды.

С использованием выражений для силы торможения в упругих столкновениях, полученных в работе [1], были найдены аналитические соотношения для расчета пробегов легких ионов, когда $\mu \geq 7$. Эти формулы

Результаты расчета отношения $\bar{\rho}_p/\rho$ для протонов, приведенные в таблице, хорошо согласуются с данными численных расчетов, выполненных в работе [2].

В настоящей работе проведено также сопоставление результатов расчета по точным и приближенным формулам с некоторыми экспериментальными данными и показано, что даже при больших энергиях ионов \bar{R}_p может оказаться значительно меньше \bar{R} .

(№ 261/4940. Статья поступила в Редакцию 17/VI 1968 г., аннотация — 5/VII 1968 г.; в окончательной редакции 23/IX 1968 г. Полный текст 0,5 а. л., 2 табл., 10 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Кессельман. «Атомная энергия», 24, 557 (1968).
2. E. Schiott. Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fys. medd., 35, 9 (1966).