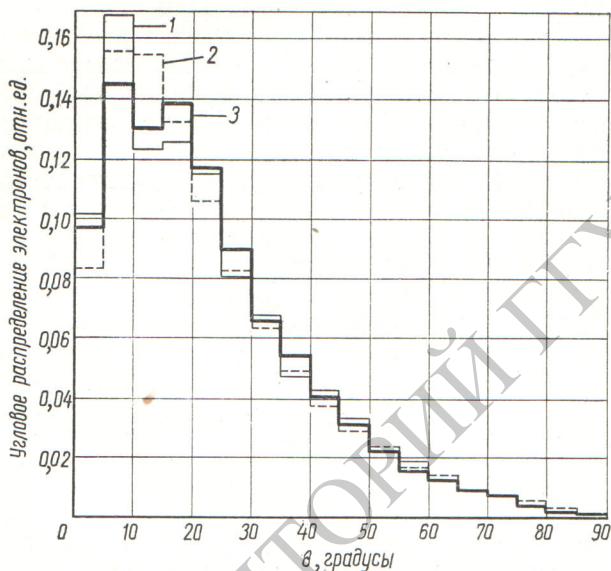


## Расчет углового распределения моноэнергетических электронов, рассеянных в веществе

А. А. БЕЛЯЕВ, А. И. КРУПМАН

УДК 539.129:539.121.72

Предлагается вычислительная схема расчета методом Монте-Карло спектральных и интегральных характеристик быстрых электронов, рассеянных в веществе. В основу схемы положен метод разделения рассеивателя на тонкие слои, для которых рассчитываются спектраль-



Угловое распределение электронов, прошедших медную фольгу толщиной 38,4  $\mu\text{kg}/\text{cm}^2$ :

1 — расчетная гистограмма (параметр экранировки 0,0138);  
2 — расчетная гистограмма (параметр экранировки 0,0137);  
3 — гистограмма, построенная по экспериментальным данным работы [1].

ные характеристики рассеянных электронов с учетом индивидуальных столкновений. Если толщина слоя  $l$  меньше средней длины пробега между двумя упругими столкновениями  $\lambda_y$ , то длина шага траектории выбирается из распределения Пуассона, если же  $l \geq \lambda_y$ , то длина шага полагается равной  $\lambda_y$ . Для того чтобы учесть зависимость длины шага от энергии электрона, моделируются неупругие столкновения. Длина пробега между неупругими столкновениями полагается равной средней длине  $\lambda_h$ , а теряемая при столкновении энергия выбирается из распределения потерь энергии при неупругом столкновении. Такая процедура построения траектории позволяет учесть вклад однократных и кратных упругих и неупругих столкновений.

При толщинах много больше  $\lambda_y$  длина шага выбирается равной  $l$  — толщине тонкого слоя, величина которой выбирается из оптимальных условий счета. Энергетическое и угловое распределения для выбранной длины шага рассчитываются с использованием первой части вычислительной схемы.

В качестве примера приводятся результаты расчета коэффициента прохождения и углового распределения электронов с энергией  $E = 20 \text{ кэв}$ , упруго рассеянных в медных фольгах с толщинами 38,4 и 80,4  $\mu\text{kg}/\text{cm}^2$ .

На рисунке сравниваются результаты расчета с экспериментальными данными, полученными в работе Косслетта [1] для фольги толщиной 38,4  $\mu\text{kg}/\text{cm}^2$ .

Проведено исследование чувствительности результатов счета к выбору параметра экранировки  $\eta$ .

(№ 223/4598. Статья поступила в Редакцию 30/X 1967 г., аннотация — 30/IV 1968 г. Полный текст 0,4 а. л., 3 рис., 9 библиографических ссылок.)

### ЛИТЕРАТУРА

1. V. Cosslett. Brit. J. Appl. Phys., 15, 883 (1964).

## Дифференциальное альбедо тонкого луча быстрых нейтронов для полубесконечного рассеивателя из железа

Л. Я. ГУДКОВА, В. Г. ЗОЛОТУХИН, В. П. МАШКОВИЧ, А. И. МИСЬКЕВИЧ

УДК 539.125.52:539.121.72

Рассчитаны методом Монте-Карло на быстродействующей ЭВМ дифференциальные спектральные, числовые и дозовые альбедо точечного мононаправленного источника (тонкого луча) нейтронов, задаваемых в виде прямоугольных спектров в энергетических интервалах

$\Delta E_0$ , равных 0,4—0,8; 0,8—1,4; 1,4—2,5; 2,5—4,0; 4,0—5,0; 5,0—6,5; 6,5—8,5; 8,5—10,5  $M\text{эв}$ , для различных углов падения на полубесконечный рассеиватель из железа  $\theta_0$  ( $0 \leq \theta_0 \leq 85^\circ$ ) и углов отражения: полярного  $\theta$  ( $0 \leq \theta \leq 85^\circ$ ) и азимутального  $\varphi$  ( $0 \leq \varphi \leq$

$\leq 180^\circ$ ). Программа и метод вычислений такие же, как и в работе [1].

Настоящая работа отличается от расчетных работ [2, 3] следующим: а) подробно изучена зависимость дифференциальных характеристик альбедо от азимутального угла; б) предложена полуэмпирическая формула для дифференциальных характеристик альбедо с учетом зависимости от азимутального угла; в) энергетические распределения источников нейтронов задавались в виде прямоугольных спектров в узких энергетических интервалах  $\Delta E_0$ .

Табулированы рассчитанные значения числовых и дозовых дифференциальных альбедо.

Результаты в сопоставимых точках согласуются с расчетами работ [2, 3] в пределах ошибок.

Отмечаются значительные азимутальные вариации дифференциального альбедо при больших углах  $\theta_0$  и  $\theta$ . Например, при  $\Delta E_0 = 4 \div 5$  Мэв и  $\theta_0 = \theta = 85^\circ$  числовое альбедо уменьшается с изменением  $\varphi$  от 0 до  $180^\circ$  почти в семь раз.

Для удобства пользования информацией о дифференциальных числовых альбедо предложена полуэмпирическая формула

$$a_q(\Delta E_0; \theta_0; \theta; \varphi) = C_1(\theta_0) \cos \theta + \frac{C_2(\Delta E_0)}{1 + \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta}} F(\theta_s).$$

Здесь  $C_1(\theta_0) = 0,2$  для  $0 \leq \theta_0 \leq 75^\circ$  и  $0,17$  для  $75 < \theta_0 \leq 85^\circ$ ;  $C_2(\Delta E_0) = 1,4 \cdot \frac{\sigma_s(\Delta E_0)}{4\pi\sigma_t(\Delta E_0)}$  для  $0,8 \leq \Delta E_0 \leq 10,5$  Мэв и  $0,05$  для  $0,4 \leq \Delta E_0 < 0,8$  Мэв, где  $\sigma_s$  и  $\sigma_t$  — сечение упругого рассеяния и полное сечение для  $\text{Fe}^{56}$  соответственно;  $F(\theta_s) = \sum_{l=0}^n (2l+1) f_l(\Delta E_0) P_l(\cos \theta_s)$  — вероятность рассеяния нейтрона на угол  $\theta_s$  ( $\cos \theta_s = -\cos \theta_0 \cos \theta + \sin \theta_0 \sin \theta \cos \varphi$ );  $f_l(\Delta E_0)$  — коэффициенты разложения дифференциального сечения упругого рассеяния  $\text{Fe}^{56}$  по полиномам Лежандра [4].

Погрешность описания величин  $a_q$  по приведенной формуле составляет не более 20%.

(№ 224/4829. Поступила в Редакцию 16/IV 1968 г. Полный текст 0,4 а. л., 3 табл., 4 рис., 13 библиографических ссылок.)

## ЛИТЕРАТУРА

- Л. Я. Гудкова и др. «Атомная энергия», 22, 122 (1967).
- M. Leim dorfer. FOA-4 Rapport A4365-411. Stockholm, 1966.
- R. French, M. Wells. Nucl. Sci. and Engng, 19, 441 (1964).
- H. Alter. J. Nucl. Energy, Part a/b Reactor Sci. and Technol., 20, No. 1 (1966).

## Замедление нейтронов точечного источника в полубесконечной среде

И. А. КОЗАЧОК, В. В. КУЛИК

УДК 539.125.523

Рассмотрена задача о замедлении нейтронов точечного изотропного моноэнергетического источника в полубесконечной многокомпонентной среде с плоской границей. Предполагается, что основной процесс взаимодействия нейтронов с веществом — упругое рассеяние, а всеми неупругими процессами можно пренебречь. Задача формулируется с помощью дифференциального уравнения [1], полученного в  $P_2$ -приближении метода сферических гармоник и являющегося приближением следующего порядка по сравнению с возрастной теорией. Область применимости нового уравнения значительно шире, чем уравнения, полученного в возрастном приближении (в частности, оно справедливо и для водородсодержащих сред).

Задача решается в цилиндрической системе координат. Граница раздела совпадает с плоскостью  $z = 0$ , источник расположен в точке  $\rho = 0, z = z_0$ . Границочное условие заключается в том, что нейтроны, вышедшие за пределы среды, не возвращаются.

В результате решения задачи получено выражение для плотности столкновений нейтронов:

$$\psi = \Psi(\rho, z - z_0, \Lambda_s) + \Psi(\rho, z + z_0, \Lambda_s) - 2e^{-\frac{z+z_0}{\varepsilon}} \int_{\frac{z+z_0}{\varepsilon}}^{\infty} da e^{-a\rho} \Psi(\rho, a\varepsilon, \Lambda_s). \quad (1)$$

где

$$\varepsilon = \frac{2}{3(1-\mu)} \cdot \frac{l_s}{\Lambda_s};$$

$$\Lambda_s^2 - 2$$

$$\Psi(\rho, z, \Lambda_s) = \frac{e^{-\frac{z}{\varepsilon}}}{8\pi^2 \Lambda_s^3 \xi} \times$$

$$\times \frac{K_1 \left[ \frac{1}{2} \sqrt{\rho^2 + z^2 + (\Lambda_s^2 - 2)^2} \right]}{\sqrt{\rho^2 + z^2 + (\Lambda_s^2 - 2)^2}}. \quad (2)$$

Здесь выражение (2) — решение рассматриваемого уравнения для бесконечной среды;  $K_1(x)$  — функция Бесселя мнимого аргумента;  $\xi$  — средняя логарифмическая потеря энергии нейтроном при упругом рассеянии на ядре;  $\Lambda_s^2$  — квадрат среднего свободного пробега, усредненный по всему энергетическому интервалу с весовым множителем, зависящим от состава замедлителя;  $\rho, z$  и  $\Lambda_s$  — соответственно безразмерные цилиндрические координаты и длина замедления нейтронов, выраженные в единицах  $\lambda_s$ . Из соотношений (1) и (2) видно, что полученное решение симметрично относительно  $z$  и  $z_0$ , т. е. удовлетворяет теореме взаимности [2].

В предположении малости величины  $\varepsilon$  ( $\varepsilon = 0$  соответствует однородному граничному условию) решение