$\leqslant 180°$). 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 ΔE_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 θ_0 и θ. Например, при $\Delta E_0 = 4 \div 5$ *Мэв* и $\theta_0 = \theta = 85°$ числовое альбедо уменьшается с изменением φ от 0 до 180° почти в семь раз.

Для удобства пользования информацией о дифференциальных числовых альбедо предложена полуэмпирическая формула

$$a_{\text{ч}}(\Delta E_0;\ \theta_0;\ \theta;\ \varphi) = C_1(\theta_0)\cos\theta + \frac{C_2(\Delta E_0)}{1+\dfrac{\cos\theta_0}{\cos\theta}}\,F(\theta_s).$$

Здесь $C_1(\theta_0) = 0{,}2$ для $0 \leqslant \theta_0 \leqslant 75°$ и 0,17 для $75 < \theta_0 \leqslant 85°$; $C_2(\Delta E_0) = 1{,}4\cdot\dfrac{\sigma_s(\Delta E_0)}{4\pi\sigma_t(\Delta E_0)}$ для $0{,}8 \leqslant E_0 \leqslant 10{,}5$ *Мэв* и 0,05 для $0{,}4 \leqslant E_0 < 0{,}8$ *Мэв*, где σ_s и σ_t — сечение упругого рассеяния и полное сечение для Fe^{56} соответственно; $F(\theta_s) = \sum\limits_{l=0}^{n}(2l+1)\,f_l(\Delta E_0)\,P_l(\cos\theta_s)$ — вероятность рассеяния нейтрона на угол θ_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 Fe^{56} по полиномам Лежандра [4].

Погрешность описания величин $a_{\text{ч}}$ 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

1. Л. Я. Гудкова и др. «Атомная энергия», **22**, 122 (1967).
2. M. Leimdorfer. FOA-4 Rapport A4365-411. Stockholm, 1966.
3. R. French, M. Wells. Nucl. Sci. and Engng, **19**, 441 (1964).
4. 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 $\rho = 0$, $z = z_0$. Граничное условие заключается в том, что нейтроны, вышедшие за пределы среды, не возвращаются.

В результате решения задачи получено выражение для плотности столкновений нейтронов:

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

где

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

$$\Psi(\rho,\ z,\ \Lambda_s) = \frac{e^{\frac{\Lambda_s^2-2}{2}}}{8\pi^2\lambda_s^3\xi}\times \frac{K_1\left[\frac{1}{2}\sqrt{\rho^2+z^2+(\Lambda_s^2-2)^2}\right]}{\sqrt{\rho^2+z^2+(\Lambda_s^2-2)^2}}. \tag{2}$$

Здесь выражение (2) — решение рассматриваемого уравнения для бесконечной среды; $K_1(x)$ — функция Бесселя мнимого аргумента; ξ — средняя логарифмическая потеря энергии нейтроном при упругом рассеянии на ядре; λ_s^2 — квадрат среднего свободного пробега, усредненный по всему энергетическому интервалу с весовым множителем, зависящим от состава замедлителя; ρ, z и Λ_s — соответственно безразмерные цилиндрические координаты и длина замедления нейтронов, выраженные в единицах λ_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 ε ($\varepsilon = 0$ соответствует однородному граничному условию) решение задачи можно представить приближенным выражением

$$\psi = \Psi(\rho,\ z - z_0,\ \Lambda_s) - \Psi(\rho,\ z + z_0 + 2\varepsilon,\ \Lambda_s). \quad (3)$$

Из условия $\psi = 0$ находим значение $z = -\varepsilon\lambda_s$, определяющее положение экстраполированной границы [3].

При замедлении на достаточно тяжелых ядрах в области «типичных» нейтронов, т. е. при выполнении условий

$$\Lambda_s^2 \approx \tau;\quad \tau \gg 1;\quad z^2 + \rho^2 \ll \tau \quad (4)$$

($\tau\lambda_s^2$ — фермиевский возраст нейтронов), выражение (2) переходит в решение возрастного уравнения. К возрастному приближению можно перейти и от формул (1) и (3), если воспользоваться условиями (4) и решением возрастного уравнения для бесконечной среды. Полученные таким способом результаты будут соответствовать выражениям, приведенным в работах [3, 4], для одномерной задачи.

Из решения следует, что если источник нейтронов расположен достаточно близко от границы, то не только вблизи нее, но и во всей области замедления имеет место уменьшение плотности нейтронов, обусловленное их утечкой. Это объясняется тем, что наряду с медленными нейтронами заметная часть быстрых нейтронов выходит за пределы среды и не участвует в дальнейшем процессе замедления.

(№ 225/4652. Статья поступила в Редакцию 14/XII 1967 г. В окончательной редакции 29/IV 1968 г. Аннотация поступила 4/VI 1968 г. Полный текст 0,35 а. л., 10 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. И. А. Козачок. «Доповіді АН УРСР. Серія Б», № 4, 327 (1968).
2. R. Bellman et al. Philos. Mag., **40**, 297 (1949).
3. R. Marshak. Rev. Mod. Phys., **19**, 185 (1947).
4. И. Снеддон. Преобразование Фурье. М., Изд-во иностр. лит., 1955.

Универсальные номограммы для расчета поглощенных доз от плоских облучателей

В. Е. ДРОЗДОВ, Л. М. СУРОЕГИН, П. А. ОРЛЕНКО, В. П. ТИХОНОВ

УДК 541.15

На установках, предназначенных для проведения различных радиационных процессов и исследований, часто используются плоские облучатели с источниками γ-излучения с энергией 0,5—3 *Мэв* [1—3].

Для расчета основных характеристик установок (к. п. д. по γ-излучению, степени неравномерности поля доз и пр.) необходимо знать распределение мощностей поглощенных доз (МПД) по объему аппарата или облучаемых объектов. В работах [1—3] для плоского облучателя приведены значения МПД для некоторых энергий γ-излучения и облучаемых веществ.

Целесообразно составить универсальные графики значений функций ослабления излучения плоского облучателя для расчета МПД при различных энергиях γ-излучения и облучаемых веществах.

В работе [3] приведена приближенная (с ошибкой не более 5%) формула для расчета МПД в точке, расположенной над одной из вершин плоского облучателя:

для $\mu d = 0$

$$P = K_\gamma\sigma\{0{,}785\ \ln(1 + m^2n^2) + mc(n)\,[\operatorname{arctg} b(n)\,m - \operatorname{arctg} mn]\} = K_\gamma\sigma\Phi(m,\ n); \quad (1)$$

для $\mu d > 0$

$$P = K'_\gamma\sigma B\{1{,}57\,[E_1(\Delta) - E_1(\Delta\sqrt{1+m^2n^2})] + mc(n)\,[F(\Delta;\ \operatorname{arctg} mb(n)) - F(\Delta,\ \operatorname{arctg} mn)]\} = K'_\gamma\sigma B\Phi(\Delta;\ m;\ n), \quad (2)$$

где $n = H/L\ (H \leqslant L)$; $m = L/r$; H, L — высота и ширина облучателя соответственно; r — расстояние от детектора до облучателя; $\Delta = \mu d$ — толщина объекта в длинах свободного пробега; σ — удельная поверхностная активность; $K'_\gamma = \psi K_\gamma$; K_γ — гамма — постоянная изотопа; ψ — коэффициент перевода рентген — рад; B — дозовый фактор накопления плоского облучателя;

$$b(n) = \frac{1}{2}\left(1 + \sqrt{1+n^2}\right);$$

$$c(n) = b(n)\operatorname{arctg} n \Big/ \sqrt{b(n) - \frac{3}{4}n^2};$$

$\Phi(m;\ n)$, $\Phi(\Delta;\ m;\ n)$ — функции излучения и ослабления излучения плоского облучателя соответственно.

Используя известное правило аддитивности [2], по формулам (1), (2) можно найти МПД для любой другой точки. По формулам (1), (2) были рассчитаны значения $\Phi(m;\ n)$, $\Phi(\Delta;\ m;\ n)$ для следующих значений параметров Δ, m, n: $\Delta = 0 \div 4$; n равно 0,1; 0,3; 0,5; 0,7; 1,0; m равно 1,5; 2; 2,5; 3; 4; 5; 10; 15; 20; 30; 50; 100; ∞. Результаты расчета представлены в виде графиков.

Фактор накопления определяется по формуле [2]

$$B(\Delta;\ m;\ n) = \frac{1}{\Phi(\Delta;\ m;\ n)}\{A\Phi[(1-\alpha_1)\,\Delta;\ m;\ n] - (1-A)\,\Phi[(1-\alpha_2)\,\Delta;\ m;\ n]\},$$

где α_1, α_2, A — коэффициенты, характерные для данных энергии γ-излучения и вещества [2,3]. Значения МПД, рассчитанные по формуле (2), хорошо согласуются с данными, полученными в работах [1—3].

(№ 226/4740. Поступила в Редакцию 16/II 1968 г. Полный текст 0,45 а. л., 14 рис., 5 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Х. Брегер и др. Основы радиационно-химического аппарата строения. М., Атомиздат, 1967.
2. Н. П. Гусев. Защита от излучения протяженных источников. М., Госатомиздат, 1961.
3. А. В. Бибергаль и др. Изотопные гамма-установки. М., Госатомиздат, 1961.