

Распространение захватного γ -излучения в сферическом однородном экране

Б. К. ФЕДЮШИН

УДК 621.039.538.7

Если шар радиусом R_0 , служащий изотропным источником тепловых нейтронов, окружен сферическим однородным экраном толщиной $h = R - R_0$ и при захвате теплового нейтрона в экране рождается v захватных γ -фotonов с энергией ε ($M_e\text{eV}$) каждый, то в предположении изотропности их углового распределения и непроницаемости шара для захватного γ -излучения, возникающего в экране, мощность дозы захватного γ -излучения на выходе из экрана равна [1]

$$P' = \frac{k\mu_a v \varepsilon \bar{\Sigma}_a}{2R} \int_{R_0}^R \Phi r dr \int_{R-r}^{V_{r^2-R_0^2} + V_{R^2-R_0^2}} \frac{e^{-\mu r'}}{r'} B_D(\mu r') dr', \quad (1)$$

а интенсивность захватного γ -излучения на выходе из экрана

$$I' = \frac{v \varepsilon \bar{\Sigma}_a}{4R^2} \int_{R_0}^R \Phi r dr \int_{R-r}^{V_{r^2-R_0^2} + V_{R^2-R_0^2}} \frac{e^{-\mu r'}}{r'^2} (r'^2 + R^2 - r^2) B_I(\mu r') dr'. \quad (2)$$

В выражениях (1) и (2) k — коэффициент пропорциональности, равный $\frac{1}{6.87 \cdot 10^4} \text{ p.cm}^3/\text{M}_e\text{eV}$; μ_a — коэффициент поглощения захватного γ -излучения в воз-

духе; $\bar{\Sigma}_a$ — среднее макроскопическое сечение радиационного захвата тепловых нейтронов в экране; Φ — поток тепловых нейтронов в экране; $B_D(\mu r')$ и $B_I(\mu r')$ — соответственно дозовый и энергетический факторы захвата для точечного изотропного источника моноэнергетического захватного γ -излучения в экране; μ — коэффициент ослабления захватного γ -излучения в экране. Величины r и r' изображены на рисунке. Вычисление мощности дозы захватного γ -излучения на выходе из экрана было выполнено на основании формулы (1) для элементарной теории ослабления, теории Хиршфельдера и теории Спенсера — Фано с использованием метода Тейлора.

В случае элементарной теории ослабления $B_D(\mu r') = 1$ и

$$P' = P'_0 = \frac{k\mu_a v \varepsilon \bar{\Sigma}_a \Phi_0}{2R} e^{-\kappa R} \times \times [(I_2 - N_2) - (I_1 - N_1) e^{-2\kappa d}], \quad (3)$$

где

$$I_2 = \int_0^h e^{\kappa z} E_1(\kappa z) dz; \quad I_1 = I_2(-\kappa) - \quad (4)$$

известные интегралы, $E_1(\kappa z)$ — интегральная показательная функция от аргумента κz , а интегралы

$$N_2 = \int_0^h e^{\kappa z} E_1 \left\{ \mu \left[\sqrt{(R-z)^2 - R_0^2} + \sqrt{R^2 - R_0^2} \right] \right\} dz; \quad (5)$$

$$N_1 = N_2(-\kappa)$$

могут быть вычислены только с помощью численных методов при заданных κ , μ , R_0 и $R = R_0 + h$. В выражениях (3) — (5) $\kappa = \frac{1}{L}$ — обратная длина диффузии тепловых нейтронов в экране; d — длина линейной экстраполяции для потока тепловых нейтронов на границе раздела экран — вакуум и

$$\Phi_0 = \frac{S(1-\beta_0)}{4\pi D [e^{-\kappa R_0}(1+\kappa R_0) - e^{-2\kappa R'}(1-\kappa R_0)e^{\kappa R_0}]}, \quad (6)$$

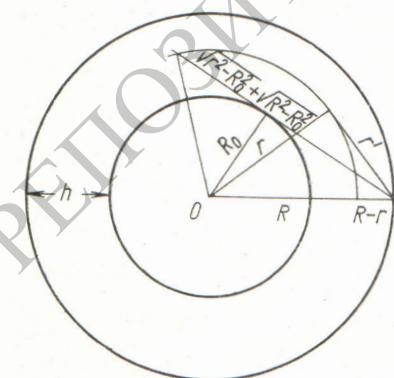


Схема сферического однородного экрана.

где D — коэффициент диффузии тепловых нейтронов в экране; β_0 — альбедо экрана; $R' = R + d$ и S — число тепловых нейтронов, испускаемых шаром за 1 сек. В случае теории Хиршфельдера

$$B_D(\mu r') = 1 + \alpha \mu r' + \beta \mu^2 r'^2,$$

где α и β — коэффициенты, зависящие только от энергии γ -фотона. Окончательный результат имеет вид

$$P' = P'_0 + \rho', \quad (7)$$

где положительная добавка

$$\rho' = \frac{k \mu_a v \epsilon \sum_a \Phi_0}{2R} e^{-\kappa R} [(i_1 + i_3) - (i_2 + i_4) e^{-2\kappa d}], \quad (8)$$

причем

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= (\alpha + \beta) \left[\frac{e^{(\kappa-\mu)h} - 1}{\kappa - \mu} - e^{-\mu \lambda \varphi_1} \right]; \\ i_2 &= i_1(-\kappa); \\ i_3 &= \beta \mu \left\{ \frac{1 + [(\kappa - \mu)h - 1] e^{(\kappa-\mu)h}}{(\kappa - \mu)^2} - e^{-\mu \lambda (\lambda \varphi_1 + \varphi_3)} \right\}; \\ i_4 &= i_3(-\kappa), \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где $\lambda = \sqrt{(2R_0 + h)h}$, а величины φ_1 и φ_3 представляют собой определенные интегралы

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= \int_0^h e^{\kappa z - \mu \sqrt{(R-z)^2 - R_0^2}} dz; \\ \varphi_3 &= \int_0^h e^{\kappa z - \mu \sqrt{(R-z)^2 - R_0^2}} \sqrt{(R-z)^2 - R_0^2} dz, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Приближенное решение уравнений динамики ядерного реактора

Н. Г. ЧЕЛИНЦЕВ

В статье изложены способы решения системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{\rho - \beta}{t^*} n + \sum_{i=1}^m \lambda_i c_i + s; \\ \frac{dc_i}{dt} &= \frac{\beta_i}{t^*} n - \lambda_i c_i \end{aligned}$$

при известном изменении во времени реактивности ρ . Для малых интервалов времени выведены формулы, использующие частный вид возмущения и позволяющие достаточно просто находить приближенное решение. Для больших интервалов времени рассмотрен метод последовательных приближений эквивалентной

которые могут быть вычислены только посредством численных методов при заданных κ , μ , R_0 и $R = R_0 + h$.

Наконец, в случае теории Спенсера — Фано с применением метода Тейлора [2]

$$B_D(\mu r') = A_1 e^{-a_1 \mu r'} + A_2 e^{-a_2 \mu r'},$$

где A_1 , $A_2 = 1 - A_1$, a_1 и a_2 — коэффициенты, зависящие как от энергии γ -фотона, так и от вещества экрана. Окончательный результат выражается в виде

$$\begin{aligned} P' &= \frac{k \mu_a v \epsilon \sum_a \Phi_0}{2R} e^{-\kappa R} \{A_1 [I_2(\mu_1) - N_2(\mu_1)] + \\ &+ A_2 [I_2(\mu_2) - N_2(\mu_2)] - e^{2\kappa d} [A_1 [I_1(\mu_1) - N_1(\mu_1)] + \\ &+ A_2 [I_1(\mu_2) - N_1(\mu_2)]]\}, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\mu_1 = \mu(1 + a_1)$ и $\mu_2 = \mu(1 + a_2)$, а интегралы I_1 , I_2 , N_1 и N_2 определяются формулами (4) и (5). Выражения для мощности дозы захватного γ -излучения на выходе из экрана вполне пригодны для выполнения инженерных расчетов. Автор благодарит инженера-физика А. Ф. Твердова за полезную дискуссию.

(№ 104/3511. Статья поступила в Редакцию 17/XI 1965 г., аннотация — 3/III 1966 г. Полный текст 0,3 а. л., 2 рис., библиография 5 названий.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Запита ядерных реакторов. Сборник. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
2. Б. Прайс, К. Хортон, К. Спинни. Запита от ядерных излучений. М., Изд-во иностр. лит., 1959.

УДК 621.039.512

постоянной распада (метод ЭПР). Приведен вывод формулы для определения ошибки. Показано, что метод применим в тех случаях, когда решение при $t^* = 0$ близко к точному решению.

Для случая, когда реактивность монотонно увеличивается, а мощность n возрастает во много раз, разработан метод приближенного решения с использованием в качестве переменной обратного периода.

В заключение описан метод численного интегрирования, позволяющий значительно сократить объем вычислений (например, по сравнению с методом Коэн — Флэтта при исследовании длительных процессов).

(№ 109/3665. Статья поступила в Редакцию 22/III 1966 г., аннотация — 20/VIII 1966 г. Полный текст 0,65 а. л., библиография 6 названий.)