

ца, так и для вольфрама проявляется четкий максимум тепловыделения, который находится на глубине 3 и 2,5 мм для свинца, 1,8 и 1,5 мм для вольфрама (см. рисунок).

Как и следовало ожидать, отношение величин максимума тепловыделений в вольфраме и свинце равно отношению величин  $NZ$ , где  $N$  — ядерная плотность вещества,  $Z$  — заряд ядра мишени.

Сравнение кривых для вольфрама при одинаковых вводимых мощностях показывает, что при больших

энергиях распределение потерь стремится к более равномерному. При этих энергиях практически вся энергия пучка выделяется на 1 см толщины мишени. Суммарная энергия, например, в вольфрамовой мишени толщиной 16 мм составляет 23,2 Мэв при вносимой энергии 27,6 Мэв.

(№ 433/5803. Статья поступила в Редакцию 3/III 1970 г., аннотация — 23/IV 1970 г. Полный текст 0,25 а. л., 3 рис., 1 библиографическая ссылка).

## Поле $\gamma$ -излучения на границе среды от источников произвольного углового распределения

А. А. ВИКТОРОВ, Б. А. ЕФИМЕНКО, В. Г. ЗОЛОТУХИН,  
В. А. КЛИМАНОВ, В. В. МАШКОВИЧ

УДК 539.166.3

Экспериментально и методом локального вычисления потока были получены дифференциальные по углу и энергии распределения рассеянного  $\gamma$ -излучения и факторы накопления за однородными и гетерогенными средами из основных защитных материалов (воды, алюминия, железа, свинца) толщиной от 0,5—1 до 7 длин свободного пробега для бесконечных плоских источников с угловым распределением квантов  $\sim \cos^k \theta_0$  ( $0 \leq k \leq \infty$ ), а также для мононаправленных источников с излучением, падающим на барьер под углом  $\theta_0$ , отсчитываемым от нормали к барьеру. Энергию  $\gamma$ -излучения источников  $E_0$  выбирали в диапазоне 0,145—7 Мэв, полярные углы падения  $\theta_0$  и наблюдения  $\theta$  — в диапазоне 0—85°, азимутальные углы детектирования  $\varphi$  — в пределах 0—180°. Показано, что угловые распределения потока энергии рассеянного  $\gamma$ -излучения от плоских изотропных источников ( $k = 0$ )  $\Phi_{\text{рас}}^{\text{п. и}}(E_0, \mu_0 d; \theta)$ , мононаправленных ( $k = \infty$ )  $\Phi_{\text{рас}}^{\text{п. м}}(E_0, \theta_0 = 0^\circ, \mu_0 d; \theta)$  и источников с промежуточным угловым распределением квантов ( $0 < k < \infty$ )  $\Phi_{\text{рас}}^{\text{п. и}}(E_0, \mu_0 d; \theta)$ , нормированные на 1 квант/(см<sup>2</sup>·сек) источника, испускаемого в полупространство в направлении защиты, могут быть представлены для толщины однородных сред  $\mu_0 d \geq 1 \div 2$  и углов  $0 \leq \theta \leq 80^\circ$  с погрешностью до 10—20% следующими выражениями:

$$\Phi_{\text{рас}}^{\text{п. и}}(E_0, \mu_0 d; \theta) = A \cos^n \theta, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{рас}}^{\text{п. м}}(E_0, \theta_0 = 0^\circ, \mu_0 d; \theta) &= \sum_{i=1}^m (-1)^{i-1} C_i(E_0, \theta_0 = \\ &= 0^\circ, \mu_0 d) e^{-\theta/\theta_i}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{рас}}^{\text{п. и}}(E_0, \mu_0 d; \theta) &= p_1 \Phi_{\text{рас}}^{\text{п. м}}(E_0, \theta_0 = 0^\circ, \mu_0 d; \theta) + \\ &+ p_2 \Phi_{\text{рас}}^{\text{п. и}}(E_0, \mu_0 d; \theta), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $A = \frac{E_0}{2\pi} (B_{\text{п. и}}^{\text{п. и}} - 1) E_1(\mu_0 d) n$ ;  $B_{\text{п. и}}^{\text{п. и}}$  — энергетический фактор накопления в полубесконечной (со стороны источника) среде;  $E_1(\mu_0 d)$  — интегральная показательная функция;  $n = 1,4 (\mu_0 d)^{(1,6/Z+0,02) \lg(0,1E_0)+0,8}$ ;  $Z$  — порядковый номер материала среды;  $C_i(E_0, \theta_0 = 0^\circ, \mu_0 d)$  и  $\theta_i$  — нормировочные множители и характеристические углы, которые могут быть найдены из условий и таблицы, приведенных в работе. Весовые коэффициенты  $p_1$  и  $p_2$  могут быть определены из выражений

$$p_1 + p_2 = 1, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} p_1 \Phi_{\text{нер}}^{\text{п. м}}(E_0, \theta_0 = 0^\circ, \mu_0 d) + p_2 \Phi_{\text{нер}}^{\text{п. и}}(E_0, \mu_0 d) = \\ = \Phi_{\text{нер}}^{\text{п. и}}(E_0, \mu_0 d), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\Phi_{\text{нер}}^{\text{п. м}}(E_0, \theta_0 = 0^\circ, \mu_0 d)$ ,  $\Phi_{\text{нер}}^{\text{п. и}}(E_0, \mu_0 d)$ ,  $\Phi_{\text{нер}}^{\text{п. и}}(E_0, \mu_0 d)$  — плотность потока нерассеянных квантов источника с соответствующими угловыми распределениями излучения. Факторы накопления источников с промежуточным угловым распределением квантов нетрудно выразить через факторы накопления изотропных и мононаправленных источников интегрированием выражения (3) по угловым переменным с учетом условия (5). В этом случае

$$B_{\text{бар}}^{\text{п. и}} = p_1 k_1 B_{\text{бар}}^{\text{п. м}} + p_2 k_2 B_{\text{бар}}^{\text{п. и}}, \quad (6)$$

где

$$k_1 = \Phi_{\text{нер}}^{\text{п. м}}(E_0, \theta_0 = 0^\circ, \mu_0 d) / \Phi_{\text{нер}}^{\text{п. и}}(E_0, \mu_0 d);$$

$$k_2 = \Phi_{\text{нер}}^{\text{п. и}}(E_0, \mu_0 d) / \Phi_{\text{нер}}^{\text{п. и}}(E_0, \mu_0 d).$$

(№ 434/5701. Статья поступила в Редакцию 4/I 1970 г., аннотация — 26/III 1970 г. Полный текст 0,4 а. л., 2 рис., 1 табл., 16 библиографических ссылок.)