



Схематическое изображение толстослойного источника.

находить искомую функцию $D_2(E_0, l_{\text{п}}, l_{\text{р}})$ в виде

$$D_2(E_0, l_{\text{п}}, l_{\text{р}}) = D_{\infty}(E_0, l_{\text{п}}) G_2(E_0, l_{\text{п}}, l_{\text{р}}), \quad (1)$$

где $D_{\infty}(E_0, l_{\text{п}})$ — дозовая функция тонкого плоского источника для бесконечной среды (например, [2]). В исследованном диапазоне величина $G_2(E_0, l_{\text{п}}, l_{\text{р}})$ не зависит от граничной энергии; если толщина поглотителя $l_{\text{п}}$ и рассеивателя $l_{\text{р}}$ (см. рисунок) выражена

в единицах максимального пробега R_0 , $G_2(E_0, l_{\text{п}}, l_{\text{р}})$ аппроксимируется формулой

$$G_2\left(\frac{l_{\text{п}}}{R_0}, \frac{l_{\text{р}}}{R_0}\right) = 1 + 0,15 \lg \frac{\frac{l_{\text{р}}}{R_0} + 0,0015}{0,16 - 0,2 \frac{l_{\text{п}}}{R_0}}, \quad (2)$$

где $0 \leq l_{\text{р}} \leq 0,1585R_0$; $0 \leq l_{\text{п}} \leq 0,66R_0$.

Поскольку по определению $G_2\left(\frac{l_{\text{п}}}{R_0}; \frac{l_{\text{р}}}{R_0}\right) < 1$, формула (2) имеет смысл только для отрицательных значений логарифма, в противном случае $G_2\left(\frac{l_{\text{п}}}{R_0}; \frac{l_{\text{р}}}{R_0}\right) \equiv 1$. Ошибка, вносимая формулой (2), не превышает 5%, что вполне приемлемо для практических целей.

(№ 676/7101. Статья поступила в Редакцию 18/X 1972 г., аннотация — 28/II 1973 г. Полный текст 0,35 а. л., 3 рис., 2 библиографические ссылки.)

ЛИТЕРАТУРА

1. Осанов Д. П., Подсевалов Ю. Н. «Атомная энергия», 1971, т. 31, вып. 3, с. 287.
2. Левингер Р. и др. В кн.: Радиационная дозиметрия. М., Изд-во иностр. лит., 1958.

Об определении полных сечений радиационных потерь электронов

Г. Н. ДМИТРОВ

УДК 539.533.7

Для вычисления полных сечений радиационных потерь электронов получена эмпирическая формула зависимости полного сечения радиационных потерь электронов от энергии бомбардирующих электронов и заряда тормозящей среды:

$$\sigma_{\text{р}} = 5,373 \cdot 10^{-3} \cdot Z^{1,901} E_{\text{к}}^{0,292} \cdot Z^{-0,047}, \quad (1)$$

где Z — заряд тормозящей среды ($Z \geq 2$); $E_{\text{к}}$ — кинетическая энергия бомбардирующих электронов, Мэв; $\sigma_{\text{р}}$ — полное сечение радиационных потерь, барн.

$$\text{Для водорода } \sigma_{\text{р}} = 7,58 \cdot 10^{-3} E_{\text{к}}^{0,286}. \quad (2)$$

Постоянные коэффициенты в этих формулах определены способом наименьших квадратов.

Значения полных сечений радиационных потерь электронов, полученные по (1) и (2) и в результате детальных вычислений в работе Е. А. Столярова и др.*

* Столяров Е. Л., Самедов В. В., Володин С. Н. В сб.: Прикладная ядерная спектроскопия. Под ред. В. Г. Недовесова. Вып. 1. М., Атомиздат, 1970, с. 114.

различаются не более чем на 7%, что вполне приемлемо для инженерных расчетов защиты от тормозного излучения.

Вычислены полные потери энергии электронов на излучение:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{N}{A} E_0 \sigma_{\text{р}}, \quad (3)$$

где N — число Авогадро; A — массовое число тормозящей среды; E_0 — полная энергия электронов, Мэв.

Значения полных сечений радиационных потерь и потерь энергии электронов на излучение для ряда конструкционных материалов и теплозащитных покрытий (сплавы металлов, пластмассы, абляционные покрытия) вычислены по формулам (1) и (3).

(№ 677/7111. Статья поступила в Редакцию 23/X 1972 г., аннотация — 23/X 1972 г. Полный текст 0,25 а. л., 2 табл., 3 библиографические ссылки.)