

УДК 621.039.78

Эффективный коэффициент ослабления излучения в неоднородной среде

КОЛОМЕНСКИЙ А. В., МИТРИКАС В. Г., САКОВИЧ В. А., САХАРОВ В. М.

В последнее время выполнены работы, посвященные разработке методов расчета прохождения излучения через среду, в каждой точке которой плотность материала или состав случайным образом флюктуируют [1, 2]. Флюктуации в различных точках среды коррелируют между собой, однако степень корреляции уменьшается с увеличением расстояния между точками. Такие модели разработаны применительно к прохождению света через атмосферу и жидкости.

Метод Монте-Карло предоставляет большие возможности для учета геометрии оборудования. Однако предлагаемые в настоящее время корреляционные функции затруднительно сопоставить с каким-либо конкретным оборудованием. В связи с этим представляется целесообразным использовать в методе Монте-Карло эффективные сечения взаимодействия, исправленные исходя из модели случайного распределения блоков материала с заданным распределением хорд. При этом распределение длин хорд может быть определено экспериментально путем γ -толщинометрии оборудования [3].

Если считать, что распределение блоков на пути луча в оборудовании, как и в работе [4], биномиальное:

$$p(n, N) = C_N^n V^n (1-V)^{N-n}, \quad (1)$$

где V — объемная концентрация материала в оборудовании; $N = z/\delta$; $n = x/\delta$; z — геометрический размер оборудования; x — толщина материала; $\delta = \int \delta f_1(\delta) d\delta$; $f_1(\delta)$ — распределение толщин (длин хорд) в отдельном блоке, то результирующая плотность распределения толщин материала в оборудовании равна

$$p(\delta) = \sum_{n=0}^N C_N^n V^n (1-V)^{N-n} f_n(\delta). \quad (2)$$

Здесь $f_n(\delta)$ — n -кратная свертка исходной плотности распределения длин хорд в блоке.

Вероятность излучению пройти без взаимодействия слой материала толщиной δ_{\max} равна

$$\int_0^{\delta_{\max}} e^{-\mu\delta} p(\delta) d\delta. \quad (3)$$

Так как $p(\delta) \equiv 0$ при $\delta > \delta_{\max}$ верхний предел интегрирования в (3) формально можно продлить до бесконечности. Учитывая это и подставляя выражение для $p(\delta)$ в (3), получаем в предположении одинаковой плотности распределения длин хорд в блоках, что средняя плотность потока прошедшего через слой излучения равна

$$\Phi = \Phi_0 \sum_{n=0}^N C_N^n V^n (1-V)^{N-n} \int_0^{\infty} e^{-\mu\delta} f_n(\delta) d\delta =$$

$$= \Phi_0 \sum_{n=0}^N C_N^n V^n (1-V)^{N-n} \left[\int_0^{\infty} e^{-\mu\delta} f_1(\delta) d\delta \right]^n = \\ = \Phi_0 \left[V \int_0^{\infty} e^{-\mu\delta} f_1(\delta) d\delta + 1 - V \right]^N. \quad (4)$$

Если все хорды принять одинаковыми, то получим, как и в работе [4],

$$\mu_{\text{эф}} = -\frac{1}{V\delta} \ln(Ve^{-\mu\delta} + 1 - V). \quad (5)$$

Если формулу (4) записать, как

$$\Phi = \Phi_0 \left\{ 1 - \frac{x}{N\delta} \left(1 - \int_0^{\infty} e^{-\mu\delta} f_1(\delta) d\delta \right) \right\}^N, \quad (6)$$

то при больших N

$$\Phi = \Phi_0 \exp \left\{ -\frac{x}{\delta} \left(1 - \int_0^{\infty} e^{-\mu\delta} f_1(\delta) d\delta \right) \right\}. \quad (7)$$

Откуда следует, что

$$\mu_{\text{эф}} = \frac{1}{\delta} \left(1 - \int_0^{\infty} e^{-\mu\delta} f_1(\delta) d\delta \right). \quad (8)$$

Это выражение соответствует модели распределения блоков по закону Пуассона со средним их числом x/δ . Применительно к оборудованию это имеет особый смысл потому, что бывает затруднительно определить его границы, т. е. значение V . Достаточно представить конструкцию, не заключенную в кожух и имеющую выступающие части. Именно такие выступающие части моделируют редкие события большого числа блоков, которые допускает закон Пуассона и исключает биномиальное распределение.

При наличии экспериментального распределения толщин в оборудовании $P(x)$ эффективный коэффициент ослабления можно определить и не отыскивая $f_1(\delta)$ в явном виде. Поскольку для случая экспоненциального ослабления излучения

$$\int e^{-\mu x} p(x) dx = \exp \left\{ -\frac{x}{\delta} \left(1 - \int_0^{\infty} e^{-\mu\delta} f_1(\delta) d\delta \right) \right\}, \quad (9)$$

то

$$\mu_{\text{эф}} = \frac{\ln \int e^{-\mu x} p(x) dx}{\int x p(x) dx}. \quad (10)$$

В противном случае закон ослабления нужно представить в виде суммы экспонент и затем получить $\mu_{\text{эф}}$ для каждого члена суммы. Подобная задача возникает при оценке защитной роли оборудования по отношению к заряженным частицам. Сечение ядерного взаимодей-

ствия протонов, например, изменяется вдоль траектории вследствие изменения энергии. В результате вероятность протону пройти путь, на котором его энергия изменяется от начальной E_0 до некоторой E , равна

$$\exp \left[- \int_{E_r}^{E_0} \frac{\mu(E')}{\frac{dE'}{dx}} dE' \right] = e^{-\varphi(E_0) + \varphi(E)}. \quad (11)$$

Если представить $e^{\varphi(E)}$ в виде

$$e^{\varphi(E)} = \sum_{i=1}^n b_i e^{\beta_i x}, \quad (12)$$

то вероятность заряженной частице пройти без взаимодействия при среднем пути в материале x равна:

$$e^{-\varphi(E_0)} \sum_{i=1}^n b_i \exp \left\{ - \frac{x}{\delta} \left(1 - \int_0^{\infty} e^{\beta_i \delta} f_1(\delta) d\delta \right) \right\}. \quad (13)$$

УДК 539.125.517.3.162.3

Исследование нейтронно-физических параметров решетки типа ВВЭР с обогащением урана 6,5%

ЮРОВА Л. Н., ПОЛЯКОВ А. А., РУХЛО В. П., ТИТАРЕНКО Ю. Е., БОБРОВ С. А.

Экспериментальные исследования нейтронно-физических параметров (δ^{28} , δ^{25} , $\frac{\langle \sigma_c^{28} \rangle}{\langle \sigma_f^{25} \rangle}$) уран-водной системы,

представляющей собой модель топливной кассеты ВВЭР, проводили на подкритической сборке, установленной в физическом зале ИРТ МИФИ-2000 (рисунок). Использование горизонтального канала реактора в качестве источника нейтронов существенно расширяет возможности экспериментальных исследований на подкритических системах и позволяет получить поток тепловых нейтронов в системе $\sim 5 \cdot 10^8$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. С помощью графитовой призмы был преобразован горизонтальный пучок нейтронов в вертикальный [1].

Экспериментальная установка размещалась на верхней грани графитовой призмы и представляла собой систему из двух коаксиальных баков: внешнего диаметром 1500 мм, выполненного из дюралюминия, и внутреннего диаметром 235 мм, изготовленного из нержавеющей стали. Высота обоих баков 1700 мм. Внутри малого бака с шагом решетки 12,7 мм размещались 253 твэла, закрепленных тремя дистанционирующими гексагональными решетками: верхней и нижней — из алюминия, средней — из плексигласа. Твэлы изготовлены из цилиндрических таблеток двуокиси урана, с обогащением 6,5% по ^{235}U диаметром 7,65 мм и плотностью $\sim 10,2$ г/ см^3 , помещенных в циркониевые трубки с внешним диаметром 9,1 мм. Экспериментальные образцы помещали в твэлы, имеющие разборную конструкцию, и облучали в области установившимся спектром нейтронов, который соответствовал спектру нейтронов в критической системе аналогичных параметров. Критерием определения области измерений в исследуемой топливной решетке служит: постоянство кадмиевых

Для протонов с энергией $E_0 \leq 500$ МэВ достаточно принять в (12) $n=3$, чтобы воспроизвести $e^{\varphi(E)}$ с точностью до 3%.

Поступило в Редакцию 27/IV 1977 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кольчужкин А. М., Учайкин В. В. «Изв. вузов. Физика», 1971, № 3, с. 65.
2. Лапо А. В. и др. В кн.: Статистическое моделирование в математической физике. Под ред. Г. И. Марчука. Новосибирск, изд. СО АН СССР, 1976, с. 17—26.
3. Грибов Б. С. и др. «Космические исследования», 1977, т. XV, с. 2.
4. Руководство по радиационной защите для инженеров. Т. 2. Пер. с англ. Под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Атомиздат, 1973, с. 216.

отношений для резонансного детектора ^{115}In и $1/v$ детектора ^{165}Dy ; одинаковые в пределах экспериментальных погрешностей кадмиевые отношения по ^{232}Th в исследуемой подкритической системе ($R_{\text{Cd}}^{\text{Th}} = 1,28 \pm 0,04$) и в критической системе такого же состава и геометрии ($R_{\text{Cd}}^{\text{Th}} = 1,24 \pm 0,03$)*.

Значения δ^{28} , δ^{25} и $\frac{\langle \sigma_c^{28} \rangle}{\langle \sigma_f^{25} \rangle}$ определяли активационным методом, интенсивность γ -излучения облученных образцов измеряли на Ge(Li)-детекторе.

Значение δ^{28} было получено из сравнения интенсивностей γ -излучения изотопа ^{140}La ($E_\gamma = 1596,4$ кэВ), являющегося продуктом деления ядер в фольгах различного изотопного состава. В экспериментах использовали фольги из природного и обедненного металлического урана (~ 11 -кратное обеднение по ^{235}U диаметром 7,65 мм и толщиной 100 мкм).

Отношение концентраций ядер ^{235}U в этих фольгах установили по интенсивности γ -излучения ^{143}Ce ($E_\gamma = 293,26$ кэВ), образующегося в результате деления при одновременном облучении образцов, которое проводили в тепловой колонне реактора тяжеловодного реактора ИТЭФ.

Для определения δ^{25} измеряли кадмиевое отношение по ^{235}U . Образцы были изготовлены из сплава алюминия и металлического урана ($\sim 90\%$ -ное обогащение по ^{235}U) в виде фольг толщиной 100 мкм и диаметром 7,65 мм. Концентрация ^{235}U в них соответствовала концентрации ^{235}U в природном металлическом уране.

* Эксперименты выполнены в ИАЭ им. И. В. Курчатова.