



Р и с. 5. Зависимость ширины поврежденной зоны d от расстояния от трека осколка деления Δ

прохождении осколка деления энергией свыше 50 МэВ через вольфрамовую иглу образуются большие кратеры в местах входа и выхода осколка, что не обнаруживалось ранее [6] при облучении замедленными осколками деления. Размеры и форму повреждений вольфрамовых игл осколками высокой энергии можно, по-видимому, описать как результат образования термического пика вокруг трека осколка.

Характерной особенностью проведенных опытов является достаточно близкое расположение треков от атомно-гладкой поверхности образца. Поэтому поверхностные атомы успевают испариться до начала рекристаллизации, в результате чего происходит образование кратеров,

и возникает губчатое строение некоторого участка поверхности над треком осколка деления.

В заключение следует отметить, что наличие полос контраста, аналогичных описанным ранее [8], подтверждает сделанный прежде вывод о возможности формирования полос контраста вследствие образования седлообразных поверхностей, связывающих локализованные углубления (например, кратеры).

Авторы выражают благодарность В. П. Эйсмунту за обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Izni K. «J. Phys. Soc. Jap.», 1965, v. 20, N 6, p. 915.
2. Александров Б. М. и др. «Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 6, с. 417.
3. Александров Б. М. и др. Там же, 1975, т. 38, вып. 1, с. 47.
4. Biersack J., Fink D. «J. Nucl. Mater.», 1974, v. 36, p. 193.
5. Bowkett K. e. a. «Phil. Mag.», 1965, v. 11, № 111, p. 651.
6. Bowkett K. e. a. Ibid., 1967, v. 15, N 134, p. 415.
7. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
8. Михайловский П. М. и др. «Физика твердого тела», 1977, т. 19, № 4, с. 1116.

Поступило в Редакцию 04.10.79

УДК 539.125.52:621.039.51.12

Расчет возмущений функционалов потока нейтронов прямыми методами Монте-Карло с использованием коррелированной выборки

КАЗАРИЦКИЙ В. Д.

Определение возмущений реактивности прямым моделированием блуждания нейтронов с точностью до членов второго порядка рассматривалось в работе [1]. Аналогичный подход можно распространить на произвольный линейный функционал потока нейтронов.

Уравнение Больцмана в интегральной форме в представлении плотности столкновений имеет вид

$$\Psi(x) = \int K_s(x/x') \Psi(x') dx' + \int K_f(x/x') \Psi(x') dx'. \quad (1)$$

Здесь x — точка фазового пространства $X = \{r, E, \Omega\}$, а $K_s(x/x')$ и $K_f(x/x')$ — соответственно ядра рассеяния и деления. Поиск решения уравнения (1) осуществляется итерациями. Для этого оно расщепляется на систему связанных уравнений

$$\Psi_i(x) = \int K_s(x/x') \Psi_i(x') dx' + S_i(x); \quad (2)$$

$$S_i(x) = \int K_f(x/x') \Psi_{i-1}(x') dx', \quad i=2, 3, \dots, \quad (3)$$

$S_1(x) = S(x)$. Система уравнений (2), (3) представляет собой принятую в расчетах методом Монте-Карло схему последовательных поколений нейтронов. Индексы $i-1$ и i означают $i-1$ - и i -е поколения нейтронов. Введем линейный функционал потока нейтронов

$$R_i = \int \varphi(x) \Psi_i(x) dx / \int S_i(x) dx, \quad (4)$$

где $\varphi(x)$ — ограниченная функция, а R_i нормирован на один нейтрон деления. По физическому смыслу это — скорость реакции. Вариация функционала равна

$$\delta R_i = \left\{ \int \delta \varphi(x) \Psi_i(x) dx + \int \varphi(x) \delta \Psi_i(x) dx - R_i \int \delta S_i(x) dx \right\} / \int S_i(x) dx. \quad (5)$$

Функция $\Psi_i(x)$ является решением уравнения (2) и представляется рядом Неймана [2]:

$$\begin{aligned} \Psi_i(x) = & S_i(x) + \int K_s(x/x_0) S_i(x_0) dx_0 + \\ & + \int \int K_s(x/x_1) K_s(x_1/x_0) S_i(x_0) dx_1 dx_0 + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

Плотность столкновений в возмущенной системе $\Psi_i^p(x)$ представляется аналогично. Теперь введем функцию

$$\begin{aligned} \Psi_{1i}^p(x) = & S_i(x) + \int K_s^p(x/x_0) S_i(x_0) dx_0 + \\ & + \int \int K_s^p(x/x_1) K_s^p(x_1/x_0) S_i(x_0) dx_1 dx_0 + \dots \end{aligned} \quad (7)$$

То, что ряды (6), (7) сходятся и соответствующие решения существуют, вытекает из свойств оператора $K_s(x/x')$ и функции $S_i(x)$:

$$0 < S_i(x), \quad 0 < \int K_s(x/x') dx' < 1. \quad (8)$$

Функцию $\Psi_{1i}^p(x)$ можно рассматривать как первое приближение к плотности столкновений в возмущенной системе $\Psi_i^p(x)$. Теперь запишем возмущение плотности столкновений $\delta \Psi_i(x)$ в виде

$$\delta \Psi_i(x) = \Psi_{1i}^p(x) - \Psi_i(x) + \Psi_i^p(x) - \Psi_{1i}^p(x). \quad (9)$$

Полученная формула дает возможность последовательно оценить возмущение. Если в результате $i-1$ -й итерации в невозмущенной системе будет получено установившееся распределение $S_i(x)$, можно, моделируя траектории поочередно в обеих системах, получить в выражении (9) для возмущения функционала оценку первого интеграла

а также оценку части второго интеграла, равной

$$\int \varphi(x) (\Psi_{1i}^p(x) - \Psi_i(x)) dx. \quad (10)$$

Сумму оценок, поправку первого порядка, обозначим через δR_{1i} . Траектории, не попавшие в объем возмущения, не дадут вклада в интеграл (10), поэтому нет необходимости моделировать их в возмущенной системе. Остальные траектории следует начинать из точки первого вхождения в этот объем. Такая коррелированная выборка уже использовалась в работе [3]. Для оценки вклада второго разностного члена в уравнение (9) нужно оценить $S_i^p(x)$. Если предположить, что распределение источника устанавливается за одно поколение, то

$$S_i^p(x) = \int K_f^p(x/x') \Psi_{1i}^p(x') dx'. \quad (11)$$

Теперь на выделенных траекториях можно вычислить источники для итерации по формулам (3) и (11) и затем оценить вклад в δR_i от последнего разностного члена уравнения (9). Одновременно вычисляется интеграл от разности $\delta S_i(x) = S_i^p(x) - S_i(x)$, последний в формуле (5), который вносит поправку на разницу в коэффициентах размножения двух систем. Повторением описанной процедуры для каждого поколения нейтронов возмущенной системы можно оценить как функционал R_i , так и возмущение δR_i или сразу несколько функционалов и их возмущений, а также соответствующие статистические погрешности.

Приведенная методика положена в основу программы, которая является модификацией универсальной программы расчета реактора методом Монте-Карло МК6 [4]. С помощью этой программы вычислены возмущения коэффициента размножения нейтронов и скоростей реакций в решетках типа TRX, использованных в работе [5] для проверки ядерно-физических констант тепловых реакторов. В той же работе [5] имеются сведения, необходимые для расчетов.

В нашей работе возмущения оценивались для решетки с отношением объемов замедлителя и топлива, равным 2,35. Мы приближенно полагаем, что реактор имеет конечную высоту с высотным материальным параметром, равным экспериментальному ($B^2 = 57,0 \text{ м}^{-2}$). Результаты вычисления скоростей реакций для бесконечной решетки ($B^2 = 0$) вместе с поправками на утечку нейтронов даны в таблице. Расчет потребовал 3 ч машинного времени на БЭСМ-6, из них ~2 ч затрачено на моделирование траектории в возмущенной системе (44250 историй), ~40 мин на первую итерацию в возмущенной системе и 20 мин на вторую.

В правой части таблицы помещены данные работы [5], где скорости реакций оценивались методом Монте-Карло, а поправки — с помощью однородного гомогенного расче-

Результаты расчета основных скоростей реакций и их возмущений вследствие утечки нейтронов для однородных уран-водных решеток

Тип реакции	Программа МК6			Данные [5]	
	R	δR	δR ₁	R	δR
Надтепловая:					
поглощение ²³⁸ U	0,2047 ± 0,0018	-0,0222 ± 0,0018	-0,0191 ± 0,0006	0,2048 ± 0,0010	-0,0253 ± 0,0010
деление ²³⁸ U	0,0405 ± 0,0010	-0,0029 ± 0,0008	-0,0018 ± 0,0002	0,0363 ± 0,0003	-0,0033 ± 0,0003
деление ²³⁵ U	0,0394 ± 0,0010	-0,0046 ± 0,0008	-0,0044 ± 0,0003	0,0396 ± 0,0002	-0,0051 ± 0,0002
Тепловая:					
поглощение ²³⁸ U	0,1458 ± 0,0018	-0,0232 ± 0,0015	-0,0202 ± 0,0007	0,1490 ± 0,0003	-0,0228 ± 0,0003
деление ²³⁸ U	0,3893 ± 0,0023	-0,0614 ± 0,0024	-0,0526 ± 0,0010	0,3948 ± 0,0008	-0,0603 ± 0,0008
K _∞	1,152 ± 0,006	-0,167 ± 0,006	-0,142 ± 0,003	1,155 ± 0,003	-0,1681 ± 0,003

та. Расхождения в скоростях реакций объясняются различием исходных нейтронных данных. Что касается оценок возмущений, то они практически совпадают. Только для поглощения на ядрах ²³⁸U в надтепловой области расхождение превышает статистическую погрешность. Однако поскольку основной вклад в поглощение в этом случае дают резонансные нейтроны, то имеющееся расхождение можно отнести за счет неопределенности, возникающей при переходе от гетерогенного расчета к гомогенному.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nakagawa M., Asaoka T. «J. Nucl. Sci. Technol.», 1978, v. 15, p. 400.
2. Михайлов Г. А. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. Новосибирск, «Наука», 1974.
3. Takahashi H. «Nucl. Sci. Engng», 1970, v. 41, p. 259.
4. Казарицкий В. Д. Препринт ИТЭФ-137. М., 1978.
5. Hardy J. In: Proc. Seminar on Uranium-238 Resonance Capture. BNL-NCS-50451. Brookhaven National Laboratory, 1975, p. 18.

Поступило в Редакцию 22.10.79

УДК 621.039.51

О влиянии малого изменения формы реактора на его критичность

ПЕТРОВ Ю. В., САХНОВСКИЙ Э. Г.

Рассмотрим влияние возмущения формы границы цилиндрического реактора на его критичность. Если ограничиться возмущением направляющей правильного кругового цилиндра, то уравнение границы в полярных (r, φ) координатах всегда можно представить в виде

$$R^2/r^2 = 1 + \delta(\varphi), \quad \delta(\varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\varphi + b_n \sin n\varphi), \quad (1)$$

где δ(φ) — отклонение направляющей от окружности радиуса R. Запишем кинетическое уравнение переноса для функции распределения потока нейтронов f(r, φ, z, v)

в реакторе

$$(k_{\text{эф}}^{-1}F + G)f(r, \varphi, z, \nu) = 0, \quad (2)$$

где F — оператор деления, а G — оператор замедления и увода из элемента фазового пространства нейтронов. Преобразование координат

$$r' = r \sqrt{1 + \delta(\varphi)}; \quad \varphi' = \varphi \quad (3)$$

переводит уравнение границы (1) в уравнение окружности в плоскости (r', φ'), а уравнение (2) — в возмущенное с оператором G' = G + ΔG. Этот прием [1] позволяет в дальнейшем применять теорию возмущений в ее тради-