

УДК 539.125.52:621.039.51.12

Способ расчета больших возмущений реактивности разностными итерациями в методе Монте-Карло

ПОЛЕВОЙ В. Б.

При расчете возмущений реактивности методом Монте-Карло целесообразно использовать полученную ранее информацию о распределении потока и ценности нейтронов в невозмущенном реакторе. Однако известные способы расчета больших возмущений реактивности [1, 2] сходны в одном: даже при наличии полной информации о невозмущенном реакторе они требуют установления асимптотического распределения потока или ценности нейтронов в возмущенном реакторе, т. е. требуют решения однородной задачи. Только после этого рассчитывается искомое возмущение реактивности с помощью коррелированной выборки [3], корреляционных весов [4, 5] или же так называемого «источника возмущения» [2, 6, 7], т. е. решается неоднородное уравнение персонала с источником, полученным в результате решения однородного уравнения. В итоге погрешность рассчитанного возмущения реактивности определяется погрешностью решения как неоднородной, так и однородной задачи. Поэтому, в частности, эффективность расчета больших возмущений реактивности резко падает с возрастанием степени локализации возмущения параметров, даже если при решении неоднородной задачи используются локальные оценки.

В настоящей работе предлагается способ расчета больших возмущений реактивности вследствие изменения макроскопических констант, не требующий моделирования методом Монте-Карло асимптотических распределений потока или ценности нейтронов в возмущенном реакторе. Вместо этого при условии задания пространственного распределения источников или ценности нейтронов спектра деления (НСД) в невозмущенном реакторе и невозмущенного значения эффективного коэффициента размножения нейтронов $K_{эф}$ моделируется непосредственно разность асимптотических распределений источников или соответственно ценности НСД в возмущенном и невозмущенном реакторах. Искомое возмущение реактивности вычисляется в процессе моделирования этого разностного распределения.

Пусть для невозмущенного реактора заданы $K_{эф}$ и пространственное распределение $Q(\mathbf{r})$

источников НСД, удовлетворяющее условно критическому уравнению [8]:

$$K_{эф}Q(\mathbf{r}) = \int Q(\mathbf{r}') P(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}) d\mathbf{r}', \quad (1)$$

где $P(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r})$ — число НСД, появившихся в точке \mathbf{r} при делениях, индуцированных нейтронами, которые произошли от одного НСД, испущенного в точке \mathbf{r}' (функция Грина НСД).

Асимптотическое распределение $Q'(\mathbf{r})$ источников НСД в возмущенном реакторе удовлетворяет аналогичному уравнению

$$K'_{эф}Q'(\mathbf{r}) = \int Q'(\mathbf{r}') P'(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}) d\mathbf{r}', \quad (2)$$

где $P'(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r})$ — функция Грина НСД возмущенного реактора, а $K'_{эф}$ — возмущенный эффективный коэффициент размножения нейтронов. Интегрирование всюду выполняется по объему реактора.

Умножение уравнений (1) и (2) на некоторую весовую функцию $G(\mathbf{r})$, принадлежащую классу функций, на котором определены интегральные операторы уравнений (1) и (2), интегрирование по объему реактора и вычитание одного уравнения из другого приводят к соотношению:

$$\Delta K_{эф} \equiv K'_{эф} - K_{эф} = \frac{\langle\langle Q'P'G \rangle\rangle - \langle\langle QPG \rangle\rangle - K_{эф} \langle\Delta QG \rangle}{\langle Q'G \rangle}, \quad (3)$$

где угловыми скобками обозначены интегралы вида

$$\langle QG \rangle = \int Q(\mathbf{r}) G(\mathbf{r}) d\mathbf{r};$$

$$\langle\langle QPG \rangle\rangle = \int \int Q(\mathbf{r}') P(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}) G(\mathbf{r}) d\mathbf{r}' d\mathbf{r},$$

а функция $\Delta Q(\mathbf{r}) = Q'(\mathbf{r}) - Q(\mathbf{r})$.

Идея метода разностных итераций основана на представлении последовательных поколений нейтронов [8] и заключается в следующем:

в некоторый момент времени в невозмущенный и возмущенный реакторы впускают НСД нулевого поколения с одинаковой плотностью источников $Q_0(\mathbf{r}) = Q'_0(\mathbf{r}) = Q(\mathbf{r})$;

моделируется разностное распределение $\Delta Q_1(\mathbf{r})$, которое описывает отличие $Q'_1(\mathbf{r})$ и $Q_1(\mathbf{r})$ источников НСД первого поколения, обуслов-

ленное действием [возмущения в нулевом поколении]:

$$\Delta Q_1(\mathbf{r}) = \int Q(\mathbf{r}') \Delta P(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}) d\mathbf{r}',$$

где $\Delta P(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}) = P'(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}) - P(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r})$;

полученное разностное распределение ΔQ_1 рассматривается в качестве начального распределения обычного итерационного процесса в возмущенном реакторе:

$$\Delta Q_{N+1}(\mathbf{r}) = \int \Delta Q_N(\mathbf{r}') P'(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}) d\mathbf{r}',$$

$$N = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

В процессе (4) достаточно выполнить $N = N_{ac}$ итераций, где N_{ac} — число поколений нейтронов, за которое установилось бы с требуемой точностью асимптотическое распределение $Q_N(\mathbf{r})$ (но не $\Delta Q_N(\mathbf{r})!$) источников НСД в итерационном процессе в возмущенном реакторе:

$$Q'_{N+1}(\mathbf{r}) = \int Q'_N(\mathbf{r}') P'(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}) d\mathbf{r}', \quad Q'_0(\mathbf{r}) = Q(\mathbf{r}),$$

$$N = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

Значение N_{ac} определяется заданной точностью расчета $\Delta K_{эф}$. Все функционалы асимптотических распределений $Q(\mathbf{r})$ и $Q'(\mathbf{r})$, входящие в уравнение (3) для $\Delta K_{эф}$, выражаются через распределения $\Delta Q_N(\mathbf{r})$ процесса (4).

Можно показать, что для любого N

$$Q'_N(\mathbf{r}) - Q_N(\mathbf{r}) = \sum_{n=0}^N K_{эф}^{N-n} \Delta Q_n(\mathbf{r}),$$

$$\Delta Q_0(\mathbf{r}) = 0, \quad N = 0, 1, 2, \dots;$$

$$Q_N(\mathbf{r}) = K_{эф}^N Q(\mathbf{r}).$$

Подстановка в уравнение (3) асимптотического распределения $Q'_N(\mathbf{r})$ при $N \geq N_{ac}$ после элементарных преобразований дает

$$\Delta K_{эф} = \frac{K_{эф}^{-N} I_{N+1}}{I + \sum_{n=0}^N K_{эф}^{-n} I_n}, \quad (6)$$

где $I = \langle QG \rangle$; $I_n = \langle \Delta Q_n G \rangle$. В силу асимптотичности распределения Q'_N при $N \geq N_{ac}$ значение $\Delta K_{эф}$, определяемое уравнением (6), не зависит от $N \geq N_{ac}$, поскольку при увеличении номера поколения нейтронов изменяется лишь нормировка распределения $Q'_N(\mathbf{r})$, определенного с точностью до множителя.

При $N < N_{ca}$ формула (6) дает приближения различной степени. Например, при $N = 0$ получается так называемая формула малых воз-

мущений, соответствующая допущению $Q'(\mathbf{r}) = Q(\mathbf{r})$:

$$\delta K_{эф} = \langle \langle Q \Delta P G \rangle \rangle / \langle QG \rangle = I_1 / I, \quad (7)$$

т. е. формула теории возмущения первого порядка. При $N = 1, 2, 3, \dots$ получаются формулы теории возмущений соответственно 2, 3, 4-го и т. д. порядка.

Следует отметить, что распределение $Q(\mathbf{r})$ источников НСД, вообще говоря, более слабая функция возмущения, чем дифференциальный поток нейтронов. Поэтому формула (6) теории возмущения $(N+1)$ -го порядка обычно соответствует формулам классической теории возмущений более высокого порядка. Например, возмущения малые в смысле возможности пренебречь отличием асимптотических распределений $Q(\mathbf{r})$ и $Q'(\mathbf{r})$ источников НСД могут не являться таковыми в классической теории возмущений, где малость возмущения подразумевает возможность пренебрежения отличием асимптотических распределений дифференциального потока или дифференциальной ценности нейтронов.

В качестве весовой функции $G(\mathbf{r})$ желательно выбирать функцию, близкую к распределению $Q^{+'}(\mathbf{r})$ ценности НСД в возмущенном реакторе. Выбор $G(\mathbf{r}) = Q^{+'}(\mathbf{r})$ приводил бы, согласно [8], к сходимости процесса (6) уже в первой итерации, т. е. формула (7) была бы точной. Поскольку знание $Q^{+'}(\mathbf{r})$ эквивалентно знанию $K_{эф}$, на практике приходится довольствоваться некоторой априорной информацией об этом распределении. Часто хорошим приближением является распределение $Q^+(\mathbf{r})$ ценности НСД в невозмущенном реакторе, удовлетворяющее уравнению [8]. В этом частном случае выбора весовой функции исходная формула (3) принимает простой вид

$$\Delta K_{эф} = \langle \langle Q' \Delta P Q^+ \rangle \rangle / \langle Q' Q^+ \rangle. \quad (8)$$

Подстановка в уравнение (8) асимптотического распределения $Q'_N(\mathbf{r})$ при $N \geq N_{ac}$ приводит к

$$\Delta K_{эф} = \frac{I_1 + \sum_{n=0}^N K_{эф}^{-n} \Delta I_n}{I + \sum_{n=0}^N K_{эф}^{-n} I_n}, \quad (9)$$

где $\Delta I_n = \langle \langle \Delta Q_n \Delta P Q^+ \rangle \rangle$.

При $N < N_{ac}$ формула (9), так же как и (6), дает приближения различной степени и при $N = 0$ совпадает с (7).

Распределение $Q^+(\mathbf{r})$ может быть рассчитано как прямым [7], так и сопряженным [9] блужданием (если оно не известно заранее). Дополни-

тельные затраты времени на расчет $Q^+(\mathbf{r})$ окупаются при расчете серии возмущений за счет быстрой сходимости разностных итераций.

Формула (9) является фактически другой записью формулы (6) при $G(\mathbf{r}) = Q^+(\mathbf{r})$. Однако при использовании метода Монте-Карло форма записи функционала часто диктует необходимый или наиболее целесообразный алгоритм его вычисления. Так, для расчета функционала I_{N+1} в числителе (6) необходимо рассмотреть траектории всех нейтронов N -го поколения ($N \geq 1$), порожденных источником $\Delta Q_N(\mathbf{r})$, независимо от того, прошли они через область возмущения в данном поколении или нет. Числитель же формулы (9) целесообразно рассчитывать путем выделения главной части I_1 и оценки с помощью корреляционной техники — коррелированной выборки, корреляционных весов, источника возмущения — поправок ΔI_n более высокого порядка малости при прослеживании в возмущенном реакторе траекторий нейтронов из источника $\Delta Q_1(\mathbf{r})$ и дочерних источников $\Delta Q_n(\mathbf{r})$. При этом вклады в поправки дадут только нейтроны, прошедшие через область возмущения в n -м поколении.

В результате дисперсия оценки $\Delta K_{эф}$ по формуле (9) будет меньше дисперсии оценки по формуле (6) при $G(\mathbf{r}) = Q^+(\mathbf{r})$ и $N \geq 1$.

Действительно, математическое ожидание суммы вкладов нейтронов, не прошедших через область возмущения, при оценке I_{N+1} приблизительно равно I_1 , а дисперсия этой суммы больше дисперсии оценки функционала I_1 , так как складывается из дисперсий случайного блуждания и дисперсии источника $\Delta Q_N(\mathbf{r})$. Дисперсия суммы вкладов нейтронов, прошедших через область возмущения, обычно больше дисперсии оценки этой суммы с помощью корреляционной техники.

Если корреляционную технику не применять, то дисперсии оценок $\Delta K_{эф}$ по формулам (6) и (9) при $G(\mathbf{r}) = Q^+(\mathbf{r})$ совпадут.

Формулой (9) целесообразно пользоваться при $G(\mathbf{r}) \approx Q^+(\mathbf{r})$, например при задании $Q^+(\mathbf{r})$ гистограммой. В подобных случаях формула (9) дает оценку $\Delta K_{эф}$ со смещением, равным разности формул (6) и (9). Это смещение обычно много меньше погрешности оценки $\Delta K_{эф}$ даже при выборе $G(\mathbf{r}) = Q(\mathbf{r})$, однако само оно трудно поддается оценке методом Монте-Карло, поскольку представляет собой разность $(\Delta K_{эф} - \Delta \tilde{K}_{эф})$ двух близких слабо коррелированных величин.

Метод разностных итераций дает возможность эффективно рассчитывать большие эффекты ре-

активности от локальных возмущений. Действительно, специальными приемами связи прямого и сопряженного блужданий нейтронов можно добиться прохождения ими всех траекторий нулевого поколения через область возмущения. При этом все траектории дадут вклады в моделируемое распределение $\Delta Q_1(\mathbf{r})$ и функционал I_1 , а следовательно, и в генерацию всех последующих $N_{ас}$ поколений нейтронов. Даже если в нулевом поколении не используется сопряженное блуждание, то в первом и последующем поколениях прослеживаются истории только тех нейтронов, которые в нулевом поколении дали вклады в $\Delta Q_1(\mathbf{r})$ и I_1 , т. е. несут информацию о возмущении.

Название метода разностных итераций обусловлено как тем, что основу его составляет идея итерирования сформированного в нулевом поколении разностного распределения $\Delta Q_1(\mathbf{r})$, так и тем, что распределения $\Delta Q_N(\mathbf{r})$ представляют собой разности распределений в двух последовательных поколениях нелинейного процесса

$$Q_{N+1}^*(\mathbf{r}) = \int Q_N^*(\mathbf{r}') [P'(\mathbf{r}' \rightarrow \mathbf{r}) + (1 - K_{эф}) K_{эф}^{-N} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r})] d\mathbf{r}',$$

$$Q_0^*(\mathbf{r}) = Q(\mathbf{r}), \quad N = 0, 1, 2, \dots,$$

который при $K_{эф} = 1$ есть просто процесс (5) установления асимптотики в возмущенном реакторе, т. е.

$$\Delta Q_N(\mathbf{r}) = Q_{N+1}^*(\mathbf{r}) - Q_N^*(\mathbf{r}).$$

Совершенно аналогично можно построить разностные итерации на основе возмущенного и невозмущенного сопряженных уравнений для ценности $Q^+(\mathbf{r})$ и $Q^-(\mathbf{r})$ с использованием сопряженного блуждания нейтронов в качестве основного, а прямое блуждание применять в нулевом поколении при локальных возмущениях. Результирующие формулы для $\Delta K_{эф}$ и $\delta K_{эф}$ будут иметь тот же вид, что и (6), (7), (9), если под входящими в них функционалами понимать следующие интегралы: $I = \langle Q^+ G \rangle$, $I_n = \langle G \Delta Q_n^+ \rangle$, $\Delta I_n = \langle \langle G \Delta P \Delta Q_n^+ \rangle \rangle$, причем в формуле (9) $G(\mathbf{r}) = Q(\mathbf{r})$. Сходимость разностных итераций по ценности нейтронов будет, вообще говоря, другой.

Метод разностных итераций по источникам НСД реализован в 1975 г. в комплексе программ ПИР, написанном на входном языке транслятора с АЛГОЛ ТА-1М для ЭВМ М-222 — БЭСМ-4. Комплекс рассчитывает в рамках применимости метода корреляционных весов произвольные изменения реактивности в реакторах $R - Z$ -геометрии в многогрупповом транспорт-

ном приближении с изотропными переходами. Локальные эффекты реактивности рассчитываются с использованием специальной методики связывания прямого и сопряженного блуждающих нейтронов. Комплекс ПИР позволяет также рассчитывать распределения ценности (по методике [7]) и источников НСД в гистограммном представлении. Комплекс привязан к каталогу АРАМАКО [10] через комплекс АРМОНТ [11], готовящий 26-групповые макроскопические зонные константы. Время расчета одной нейтронной траектории зависит от среднего числа соударений, т. е. от конкретной модели. Средняя скорость счета составляет около 0,03 с на столкновение.

Комплекс ПИР проверяли на различных моделях сравнением с данными, полученными S_N -методом и методом интегрирования по параметру [12] (плоские одногрупповые тесты), по диффузионным программам (6-групповая $R-Z$ -модель [13], отдельные расчеты и по теории малых возмущений), по комплексам АРМОНТ и ММК-2 [14, 15] (26-групповые $R-Z$ -модели).

Результаты проверки комплекса и накопленный опыт его использования для решения практических задач показывают: 1) для достижения точности 5—10% в эффекте реактивности (в рамках принятого N -го приближения) требуется проследить $\sim N \cdot 10^3$ историй нейтронов; 2) практически никогда не требуется рассматривать приближения порядка $N > 3$; 3) статистический подход для расчета возмущений конкурентоспособен в смысле затрат машинного времени и использования ресурсов ЭВМ уже в двумерных задачах даже в случаях применимости диффузионного приближения;

4) наиболее эффективно использование разностных итераций для оценки эффектов реактивности от локальных возмущений с учетом искажения распределения источников.

Приведенная выше концепция разностных итераций появилась под непосредственным влиянием стимулирующих обсуждений идеи с М. Н. Николаевым, Я. В. Шевелевым, А. Д. Франк-Каменецким и Л. В. Майоровым. Всем им автор выражает свою глубокую признательность.

Поступила в Редакцию 11.1.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Gubbins M. АЕЕW-M 581, Winfrith, 1966.
- Hoffman T., Petrie L. «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1972, v. 15, p. 912.
- Berger M., Dogget J. «J. Res.» (National Bureau of Standards, 1956, v. 56, p. 89.
- Михайлов Г. А. «Журн. вычисл. мат. и мат. физ.», 1967, т. 7, № 4, с. 915.
- Золотухин В. Г. В кн.: Вопросы физики ядерных реакторов. Вып. 1. Обнинск, изд. ФЭИ, 1968, с. 140.
- Takahashi H. «Nucl. Sci. Engng», 1970, v. 41, p. 259.
- Matthes W. Ibid., 1972, v. 47, p. 234.
- Усачев Л. Н. В кн.: Реакторостроение и теория реакторов. М., Из-во АН СССР, 1955.
- Irving D. «Nucl. Engng Design», 1971, v. 15, p. 273.
- Хохлов В. Ф., Савоськин М. М., Николаев М. Н. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1972, вып. 8, ч. 3, с. 3—132 (ЦНИИАтоминформ).
- Коробейников В. В. и др. Там же, 1975, вып. 18, с. 85—155.
- Усиков Д. А. Препринт ФЭИ-423. Обнинск, 1973.
- Зизин М. Н., Кудряшов Л. Н., Николаев М. Н. Препринт НИИАР П-4 (270). Димитровград, 1976.
- Франк-Каменецкий А. Д. Препринт ИАЭ-2416. М., 1974.
- Тимофеев И. Г., Франк-Каменецкий А. Д. Препринт ИАЭ-2526. М., 1975.

УДК 621.311.25:621.039

Исследование образования продуктов коррозии в основных технологических системах АЭС с РБМК-1000 в процессе эксплуатации

СЕДОВ В. М., КРУТИКОВ П. Г., КОНСТАНТИНОВ Е. А., ШУЛЬГИН А. В., РЯБОВ В. И., ЗАХАРЬЕВСКИЙ Ю. О., ЕПЕРИН А. П., ШЕВЧЕНКО В. Г.

Химический режим систем АЭС определяется сложной совокупностью специфических свойств водной рабочей среды, конструкционных материалов, условий работы и их взаимного влияния. Анализ химического режима в технологической системе складывается из оценки коррозийного состояния материалов системы и наблюдений за параметрами водной среды.

Целью настоящей работы явилось исследование коррозионного состояния поверхностей конструкционных материалов систем и оборудования АЭС с РБМК-1000. Пробы при прове-

дения АЭС с РБМК-1000. Пробы при прове-