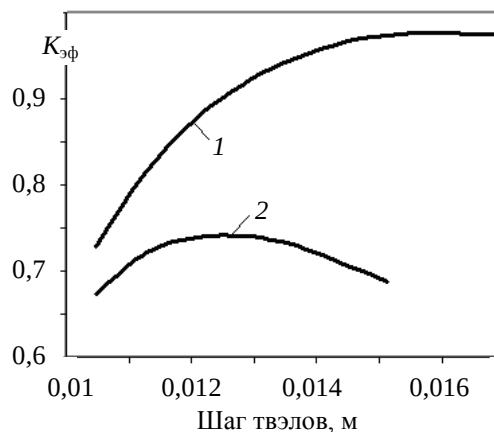


глошением. Это техническое решение позволяет увеличить вместимость стеллажей бассейнов выдержки примерно в 2 раза. В стеллажах бассейнов выдержки данной конструкции $K_{эф}$ имеет максимальное значение в условиях нормальной эксплуатации. В авариях со снижением плотности (кипение) теплоносителя $K_{эф}$ снижается. Представленные на рис. 3 зависимости показывают, что при снижении плотности воды внутри ТВС, находящихся в шестигранных трубах (подъемный участок пароводяной смеси), и неизменной плотности воды между шестигранными трубами (опускной участок) $K_{эф}$ уменьшается быстрее, чем при равномерном снижении плотности по объему бассейна выдержки. В тяжелых запроектных и постулируемых авариях с внешним воздействием, таким, как падение в бассейн плит перекрытия, средств транспортировки топлива, элементов строительной конструкции, мостового крана и др., приводящим к разрушению ТВС, шестигранные трубы являются локализирующим для делящихся веществ элементом конструкции, препятствующим образованию критической массы.

Многообразие возможных сценариев аварий с разрушением ТВС и элементов конструкции стеллажей бассейнов выдержки и конечных состояний при разрушении требует консервативных моделей при определении $K_{эф}$ в авариях и обосновании ядерной безопасности. Консервативность расчетной модели должна включать неопределенность как состояния топлива (фрагментации при разрушении), так и локализации разрушений. Для консервативного расчетного определения целесообразно принять бесконечную решетку ТВС, разрушенных внутри шестигранных труб. Зависимость, представленная на рис. 4, показывает, что как при наличии борной кислоты в теплоносителе, так и ее отсутствии



Р и с. 4. Зависимость $K_{эф}$ бесконечной решетки разрушенных ТВС ВВЭР-1000 внутри шестигранных труб стеллажа бассейна выдержки от шага размещения твэлов: 1 — без борной кислоты в теплоносителе; 2 — с борной кислотой 16 г/кг H_2O

обеспечивается подкритичность в стеллажах бассейна выдержки данной конструкции.

Повышение технико-экономических характеристик АЭС в целом и эффективности использования топлива делает необходимым совершенствование топливных циклов и ТВС и выдвигает требования к средствам транспортировки и хранения топлива. Эти требования заключаются в обеспечении ядерной безопасности при использовании ТВС с увеличенной ураноёмкостью и повышенным сверх 5% обогащением.

Разработанные к настоящему времени шестигранные трубы из бористой стали (ЧС-82М) с содержанием бора 2—2,5% по массе позволяют сделать следующий шаг в реализации конструкций средств обращения топлива для энергоблоков с ВВЭР-1000 (ВВЭР-1200), обеспечивая в перспективе возможность внедрения ТВС повышенной ураноёмкости и обогащением топлива свыше 5%.

Поступила в Редакцию 23.07.10

УДК 621.039.52

УМЕНЬШЕНИЕ ДИСПЕРСИИ В РАСЧЕТАХ РАДИАЦИОННОЙ ЗАЩИТЫ ВВЭР ПОСРЕДСТВОМ ГИБРИДНОГО МЕТОДА CADIS

Руссков А.А., Волощенко А.М. (ИПМ РАН, г. Москва),
Гуревич М.И. (НИЦ «Курчатовский ин-т», г. Москва)

Знание флюенса быстрых нейтронов и повреждающей дозы корпуса ВВЭР с достаточной точностью является необходимым условием

обоснования безопасной эксплуатации. Трёхмерный S_N -расчет с помощью программ TORT [1] или КАТРИН [2] и одной из проблемно-ориен-

тированных константных систем BUGLE-96, BGL1000, -440 [3], как правило, позволяет получить с достаточной точностью и во всей расчетной области весь набор требуемых функционалов за приемлемое время. Для повышения достоверности результатов наряду с экспериментальным обоснованием желательнее иметь и альтернативный независимый расчет основных функционалов, выполненный с помощью метода Монте-Карло. Этот метод является прецизионным, он свободен от стандартных приближений, используемых в расчетах методом дискретных ординат, таких, как многогрупповое приближение, P_L - и S_N -приближения. Для уменьшения расчетного времени целесообразно воспользоваться гибридной методикой CADIS [4, 5], которая позволяет существенно уменьшить дисперсию результата метода Монте-Карло на основе решения сопряженной задачи S_N -методом.

Рассмотрим теоретические основы методики CADIS. Пусть функция плотности потока нейтронов $\Psi(\mathbf{P})$, где $\mathbf{P} \equiv \mathbf{r}, \Omega, E$ — координата фазового пространства, является решением стационарного уравнения переноса с оператором переноса $\hat{H}$ и плотностью нейтронов деления $q(\mathbf{P})$: $\hat{H}\Psi = q$. Требуется найти отклик детектора R , являющегося функционалом от Ψ :

$$R = \int_{\mathbf{P}} \Psi(\mathbf{P}') \sigma_d(\mathbf{P}') d\mathbf{P}',$$

где σ_d — целевая функция детектора. Пусть функция плотности потока нейтронов $\Psi(\mathbf{P})$ является решением сопряженного уравнения переноса с сопряженным оператором переноса H^+ и правой частью $\sigma_d(\mathbf{P})$: $H^+\Psi^+ = \sigma_d$. Требуемый отклик может быть определен как функционал от Ψ^+ :

$$R = \int_{\mathbf{P}} \Psi^+(\mathbf{P}') q(\mathbf{P}') d\mathbf{P}'.$$

Физический смысл сопряженной функции плотности потока Ψ^+ есть вклад единичного источника с конкретными координатами фазового пространства. Другими словами, Ψ^+ есть функция ценности нейтронов для определения отклика R .

При нахождении функционала R аналоговым методом Монте-Карло все нейтроны имеют равный вес, т.е. вклад в плотность потока каждого нейтрона одинаков. При этом точки рож-

дения нейтронов в области источника выбираются с плотностью вероятности, пропорциональной плотности интенсивности q , затем для них разыгрываются фазовые координаты на основе спектра источника и длины пробега до взаимодействия с веществом на основе сечения как функции пространственной переменной. После взаимодействия разыгрываются фазовые координаты частиц на основе сечения как функции фазовых переменных. Таким образом, метод сводится к прослеживанию историй отдельных нейтронов и вычислению их вклада в отклик.

Аналоговый метод Монте-Карло в общем случае не позволяет достичь минимальной дисперсии. В неаналоговый метод Монте-Карло вводится смещенная функция плотности вероятности источника $\hat{q}$: $\hat{q}(\mathbf{P}) \geq 0$ и $\int_{\mathbf{P}} \hat{q}(\mathbf{P}') d\mathbf{P}' = 1$,

нейтроны имеют различный вес, который меняется при прослеживании историй. Вклад в плотность потока отдельных нейтронов, попавших в детектор, вычисляется пропорционально их весу. Отклик может быть записан в виде

$$R = \int_{\mathbf{P}} \left[\frac{\Psi^+(\mathbf{P}') q(\mathbf{P}')}{\hat{q}(\mathbf{P}')} \right] \hat{q}(\mathbf{P}') d\mathbf{P}'.$$

Минимальной дисперсии соответствует функция

$$\hat{q}(\mathbf{P}) = \Psi^+(\mathbf{P}) q(\mathbf{P}) / \int_{\mathbf{P}} \Psi^+(\mathbf{P}') q(\mathbf{P}') d\mathbf{P}'. \quad (1)$$

Если известна сопряженная функция плотности потока Ψ^+ , результат может быть получен непосредственным интегрированием. При этом дисперсия при вероятностном моделировании равна нулю [6]. Однако из-за наличия ошибок при нахождении плотности потока Ψ^+ необходимо моделировать процесс переноса нейтронов. Таким образом, при использовании смещенной функции плотности вероятности источника $\hat{q}(\mathbf{P})$ результат расчета отклика методом Монте-Карло будет обладать дисперсией, которая стремится к нулю по мере уменьшения ошибки при нахождении Ψ^+ .

Анализ выражения (1) позволяет сделать заключение о целесообразности моделирования частиц с плотностью вероятности, пропорциональной сопряженной функции плотности потока. Вес частиц $W(\mathbf{P})$ в этом случае определяется следующим образом:

$$W(\mathbf{P})\hat{q}(\mathbf{P}) = W_0 q(\mathbf{P}),$$

где $W_0 = 1$ — несмещенный вес в аналоговом моделировании. С использованием выражения (1) вес частиц может быть записан как

$$W(\mathbf{P}) = \int_{\mathbf{P}'} \Psi^+(\mathbf{P}') q(\mathbf{P}') d\mathbf{P}' / \Psi^+(\mathbf{P}) = R / \Psi^+(\mathbf{P}).$$

Это уравнение показывает обратную пропорциональность между весом частиц и функцией ценности.

Помимо генерации стартовых точек, расчет методом Монте-Карло состоит в моделировании переноса нейтронов. Это эквивалентно численному решению уравнения переноса нейтронов с заданным источником. Рассмотрим процесс переноса. Для этого запишем уравнение переноса в интегральной форме

$$\Psi(\mathbf{P}) = \int_{\mathbf{P}'} K(\mathbf{P}' \rightarrow \mathbf{P}) \Psi(\mathbf{P}') d\mathbf{P}' + q'(\mathbf{P}), \quad (2)$$

где $K(\mathbf{P}' \rightarrow \mathbf{P})$ — интегральное ядро оператора переноса; q' — плотность интенсивности источника в интегральном уравнении. Для модификации процесса переноса согласованно с генерацией стартовых точек умножим выражение (2) на $\Psi^+(\mathbf{P}) / \int_{\mathbf{P}'} \Psi^+(\mathbf{P}') q(\mathbf{P}') d\mathbf{P}'$ и определим

$$\hat{\Psi}(\mathbf{P}) = \Psi(\mathbf{P}) \Psi^+(\mathbf{P}) / \int_{\mathbf{P}'} \Psi^+(\mathbf{P}') q(\mathbf{P}') d\mathbf{P}'.$$

Тогда уравнение (2) может быть записано следующим образом:

$$\hat{\Psi}(\mathbf{P}) = \int_{\mathbf{P}'} \hat{K}(\mathbf{P}' \rightarrow \mathbf{P}) \hat{\Psi}(\mathbf{P}') d\mathbf{P}' + \hat{q}'(\mathbf{P}),$$

где $\hat{K}(\mathbf{P}' \rightarrow \mathbf{P}) = K(\mathbf{P}' \rightarrow \mathbf{P}) [\Psi^+(\mathbf{P}) / \Psi^+(\mathbf{P}')]$ — ядро модифицированного оператора переноса; $\hat{q}'(\mathbf{P}) = q'(\mathbf{P}) \Psi^+(\mathbf{P}) / \int_{\mathbf{P}'} \Psi^+(\mathbf{P}') q(\mathbf{P}') d\mathbf{P}'$ — плотность интенсивности модифицированного источника в интегральном уравнении. Поскольку точный вид интегрального ядра оператора переноса $K(\mathbf{P}' \rightarrow \mathbf{P})$ неизвестен, будем моделировать процесс переноса нейтронов из окрестности координаты $\mathbf{P}'$ в окрестность координаты $\mathbf{P}$ с согласованной корректировкой числа и веса нейтронов. Корректировка происходит согласно отношению значений функции ценности

$\Psi^+(\mathbf{P}) / \Psi^+(\mathbf{P}')$. При $\Psi^+(\mathbf{P}) / \Psi^+(\mathbf{P}') > 1$ происходит рождение нейтронов (расщепление), при $\Psi^+(\mathbf{P}) / \Psi^+(\mathbf{P}') < 1$ — уничтожение. Одновременно с изменением числа нейтронов корректируется их вес согласно выражению

$$W(\mathbf{P}) K(\mathbf{P}' \rightarrow \mathbf{P}) [\Psi^+(\mathbf{P}) / \Psi^+(\mathbf{P}')] = W(\mathbf{P}') K(\mathbf{P}' \rightarrow \mathbf{P}) \quad (3)$$

или $W(\mathbf{P}) = W(\mathbf{P}') [\Psi^+(\mathbf{P}') / \Psi^+(\mathbf{P})]$. В то время как уравнения выводились из принципа минимизации дисперсии, дисперсия не может быть строго равна нулю в силу вероятностного моделирования процессов взаимодействия нейтронов с веществом и ошибки в определении функции ценности. Тем не менее дисперсия существенно уменьшается, если как рождение, так и перенос нейтронов моделируются с учетом функции ценности с весом, обратно пропорциональным функции ценности.

Рассмотрим варианты практической реализации методики. Первый шаг состоит в получении функции ценности детерминистическим методом. Для полученного решения в первом приближении можно пренебречь зависимостью от угла и пользоваться средней плотностью скалярного сопряженного потока

$$\Phi^+(\mathbf{r}, E) = \int_{4\pi} \Psi^+(\mathbf{r}, E, \Omega) d\Omega.$$

Второй шаг состоит в подготовке смещенного источника

$$\begin{aligned} \hat{q}(\mathbf{r}, E) &= \frac{\Phi^+(\mathbf{r}, E) q(\mathbf{r}, E)}{\int_V \int_E \Phi^+(\mathbf{r}, E) q(\mathbf{r}, E) d\mathbf{r} dE} = \\ &= \frac{\Phi^+(\mathbf{r}, E) q(\mathbf{r}, E)}{R}. \end{aligned} \quad (4)$$

В знаменателе выражения (4) есть неизвестная величина — отклик детектора. Этот множитель является общим для процесса моделирования, поэтому его можно положить равным единице. Для модификации процесса переноса используются весовые окна, которые задают пространственно-энергетическое распределение допустимых значений весов нейтронов. Каждой точке с заданными значениями пространственной координаты и энергии соответствуют нижняя $W_l(\mathbf{r}, E)$ и верхняя граница $W_u(\mathbf{r}, E)$ весового

го окна. Если вес нейтронов находится в пределах окна, в диапазоне между нижней и верхней границей, число частиц и их вес не корректируются. Если вес превышает верхнюю границу, реализуется расщепление, если вес не превышает нижнюю границу, реализуется уничтожение. Введем величину отношения значений верхней и нижней границ $C_u = W_u/W_l$. Учитывая, что соотношение (3) относится к центру весового окна $W = 0,5(W_l + W_u)$, для W_l получаем следующее выражение:

$$W_l(\mathbf{r}, E) = \frac{2W}{(1 + C_u)} = \frac{2R}{\Phi^+(\mathbf{r}, E)(1 + C_u)}.$$

В качестве программы, выполняющей расчет методом Монте-Карло, выбрана MCU [7]. При этом возможны несколько вариантов реализации алгоритма CADIS. Первый вариант — использование стандартных каналов ввода для $\hat{q}(\mathbf{r}, E)$ и $W_l(\mathbf{r}, E)$ в программе MCU. Данный подход для программ TORT [1] и MCNP реализован в работах [8—10]. Ограниченность данного подхода связана с требованием факторизации функции ценности по энергетической и пространственной переменной. Второй вариант предусматривает ввод функции ценности в программе MCU на разностной сетке варианта и непосредственное использование сетки в геометрическом описании при моделировании переноса нейтронов, как это предусмотрено в программах MCNP4C и MCNP5. Этот подход приводит к потере эффективности алгоритма в силу чрезмерно частого применения весовых окон [4]. Третий вариант предусматривает моделирование переноса с использованием столкновений в качестве события для применения весового окна и реализован в программе A³MCNP [11]. Этот подход является, по-видимому, оптимальным, и именно он реализован.

Подготовка сопряженного решения может быть осуществлена с помощью программы КАТРИН, средств геометрического интерфейса ConDat [2, 12] и утилиты подготовки сопряженного файла сечений ARVES [2]. Реализация смещенного источника в общем случае, как это следует из выражения (4), предполагает модификацию энергетического спектра каждого элементарного источника. Эта процедура является

трудоемкой и не представляется целесообразной. Вместо этого предлагается сохранить спектр частиц с модификацией веса согласно функции ценности, усредненной по спектру:

$$\hat{q}(\mathbf{r}) \propto \frac{\int \Phi^+(\mathbf{r}, E) q(\mathbf{r}, E) dE}{\iint \Phi^+(\mathbf{r}, E) dE d\mathbf{r}}.$$

Коэффициент пропорциональности должен быть выбран таким образом, чтобы вес частиц не сильно выходил за пределы весового окна. Большой вес обуславливает генерацию стартовых точек нейтронов для избранных координат фазового пространства, тем самым результат будет содержать большую статистическую ошибку. Малый вес приведет к завышенному числу генерируемых нейтронов, однако статистическая ошибка результата будет оптимальной. Умеренное значение веса, например, при котором ниже верхней границы весового окна находятся около половины родившихся нейтронов, не вызывает большого отклонения ошибки от оптимальной.

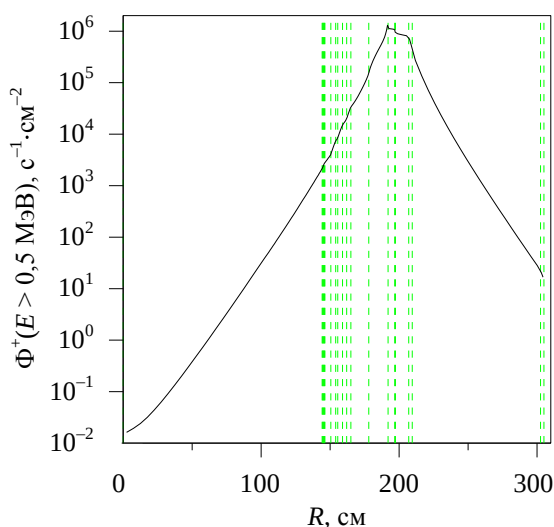
Рассмотрим модификацию переноса нейтронов. Общий вариант модификации оператора переноса предполагает непрерывную модификацию веса в процессе перемещения отдельных нейтронов. Этот вариант приближенно может быть реализован путем дискретизации функции ценности — функции фазовой переменной. При реализации пространственная дискретизация предполагает отслеживание точек пересечения отрезков траектории с границами пространственных ячеек. Эта процедура требует существенного усложнения алгоритма, и ее реализация не представляется целесообразной. Реализуя более простой подход, можно выбрать точки траектории и в них применять весовое окно. Такими точками являются точки столкновения нейтронов и точки, отсекающие отрезки заданной длины.

В рассмотренной реализации нет необходимости вычислять точки пересечения отрезков с границами ячеек, достаточно для заданной фазовой координаты определять значение весового окна. Точки столкновения нейтронов естественно выбрать для модификации веса, однако этого недостаточно. Возможна ситуация, хотя и с малой вероятностью, когда нейтрон с большим весом вылетает из активной зоны в область защиты, в которой его вес существенно больше

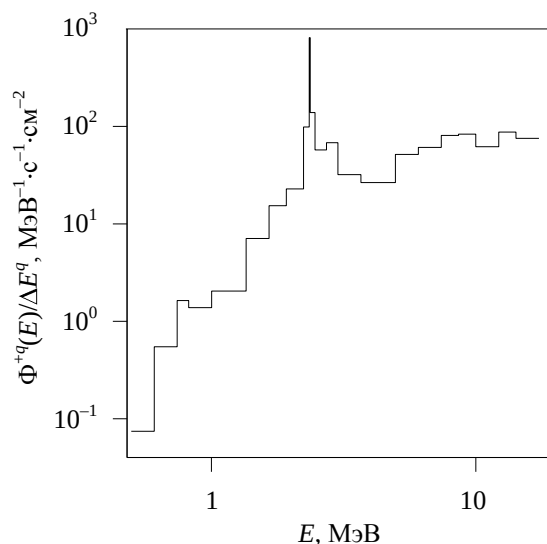
верхней границы весового окна. В данном случае результат будет содержать большую дисперсию. Во избежание такого события в программе MCU сверху ограничена длина отрезка оптического пути. Если длина оптического пути достигает заданного значения, в программе применяется весовое окно. Заметим, что предложенная реализация весового окна по столкновениям совместно с ограничением сверху длины оптического пути фактически эквивалентна полному весовому окну, однако существенно проще.

Эффективность методики была исследована для расчета потока на корпус ВВЭР-440, -1000. На рис. 1—3 приведено радиальное и энергетическое распределение сопряженного решения задачи.

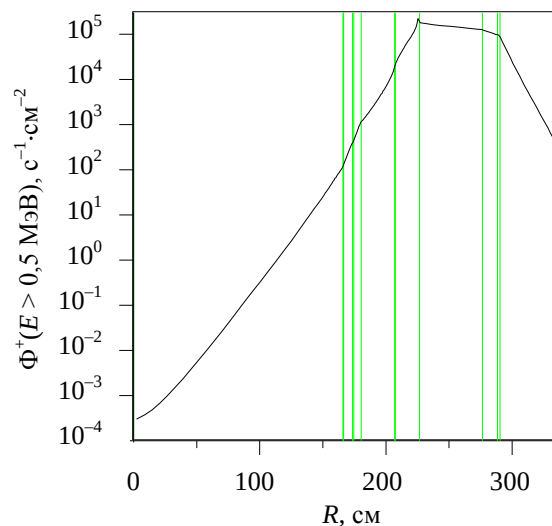
Как видно на рис. 1, 3, функция ценности может отличаться в активной зоне во много раз ($\sim 10^8$). Это значит, что возможно расщепление на 10^8 частиц. Частицы, полученные в результате расщепления, являются идентичными, поэтому нет необходимости в их полном хранении. В программе MCU реализовано каскадное расщепление. При использовании весового окна, если отличие весов составляет более 10, проводится расщепление на 10 частиц, которые помещаются в банк. При изъятии частицы из банка применяется весовое окно, при этом процесс расщепления повторяется. Если отличие весов меньше 10, проводится расщепление на целую часть этого отношения.



Р и с. 1. Радиальное распределение плотности нейтронов в поперечном сечении при $z = 101$ см, $\theta = 29,75^\circ$ ВВЭР-440 с изотропным детектором на внешней поверхности корпуса при $191,3 < r < 192$ см (—) с указанием границ материалов (---)



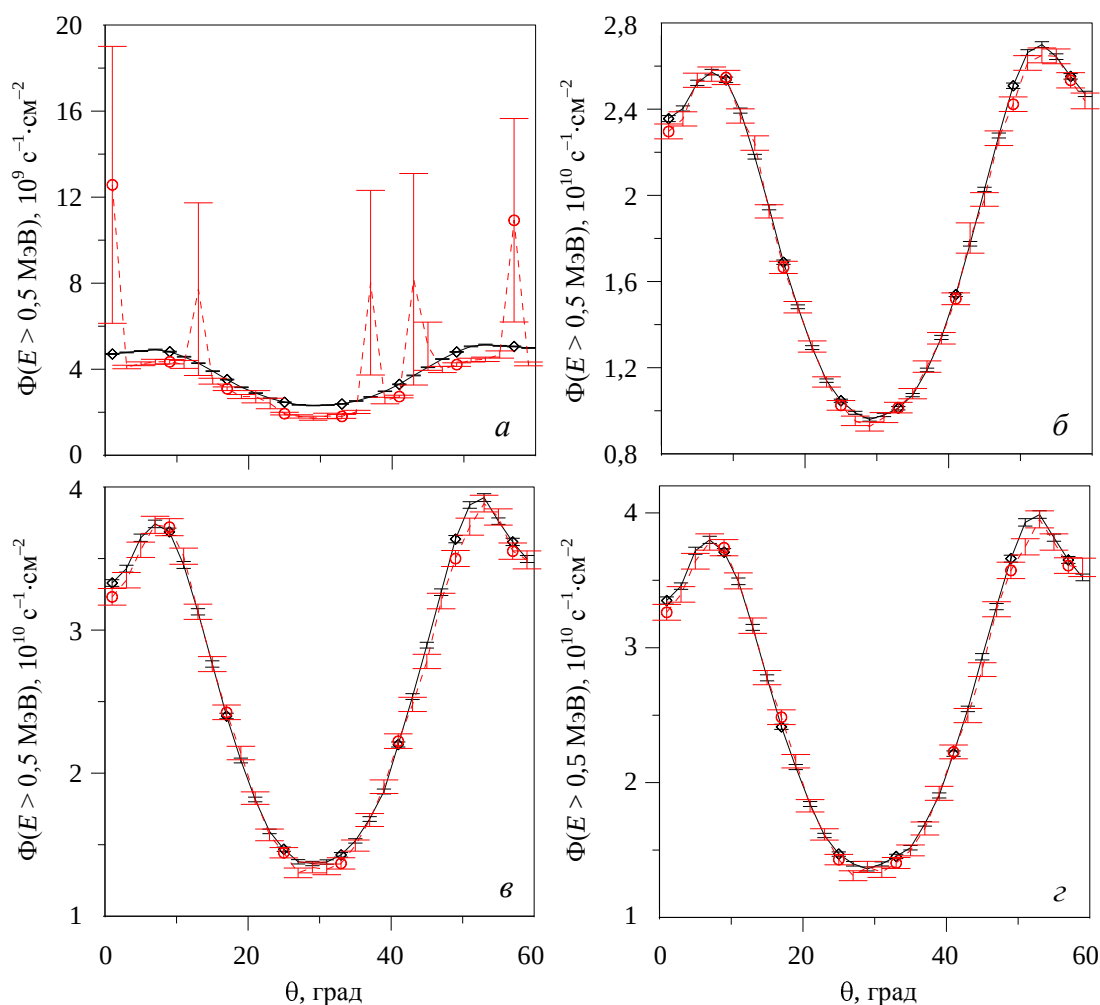
Р и с. 2. Дифференциальный спектр плотности нейтронов в точке $r = 137,2$ см (зона источника) при $\theta = 29,75^\circ$, $z = 140,2$ см ВВЭР-440 с изотропным детектором на внешней поверхности корпуса при $191,3 < r < 192$ см



Р и с. 3. Радиальное распределение плотности ценности нейтронов в поперечном сечении при $z = 145,5$ см, $\theta = 53^\circ$ ВВЭР-1000 с изотропным детектором на внешней поверхности корпуса при $225,875 < r < 226,75$ см: || — границы материалов

Приведем результаты расчета плотности тока нейтронов на корпус для ВВЭР-1000 (рис. 4). На внутренней поверхности результат получается надежным без использования CADIS. Поверхность на 1/4 толщины корпуса выбрана вследствие сложившейся практики определения спектра и сечения материала корпуса. Остальные поверхности являются граничными.

Критерием эффективности расчета методом Монте-Карло является показатель эффективности $FOM = 1/(T\sigma^2)$, где T — расчетное время;



Р и с. 4. Азимутальное распределение полного потока нейтронов на высоте 75 см (слой № 25) внешней поверхности корпуса ВВЭР-1000 при $R = 226,5$ см (а), примерно на 1/4 толщины корпуса при $R = 212,5$ см (б), в окрестности внутренней поверхности корпуса при $R = 208$ см (в), в области наплавки при $R = 206,8$ см (г), рассчитанное с использованием ($\diamond$) и без использования ($\circ$) функции ценности (источник нормирован на $3,5088 \cdot 10^{19}$ нейтронов в секунду в секторе симметрии)

Средняя, максимальная и минимальная дисперсия по ячейкам на различных поверхностях корпуса ВВЭР-440, -1000, %

Дисперсия	Внешняя поверхность корпуса	1/4 толщины корпуса	Внутренняя поверхность корпуса	Внутренняя поверхность наплавки
ВВЭР-440, с использованием функции ценности				
$\bar{\sigma}$	0,7	0,9		1,1
$\sigma_{\max}$	2,5	3,7		4,4
$\sigma_{\min}$	0,4	0,5		0,7
ВВЭР-440, без использования функции ценности				
$\bar{\sigma}$	15,6	1		0,9
$\sigma_{\max}$	66,7	7,5		4,6
$\sigma_{\min}$	1,2	0,7		0,7
ВВЭР-1000, с использованием функции ценности				
$\bar{\sigma}$	0,5	0,6	0,8	0,9
$\sigma_{\max}$	1	1,6	2,2	2,4
$\sigma_{\min}$	0,3	0,4	0,6	0,6
ВВЭР-1000, без использования функции ценности				
$\bar{\sigma}$	19,8	2	2,2	2,3
$\sigma_{\max}$	85,3	27,7	5,5	6,1
$\sigma_{\min}$	1,3	1,2	1,4	1,5

σ — дисперсия результата. Время расчета было фиксировано и составляло около 4 сут на ПК Pentium-4 3,4 ГГц. Как видно из таблицы, использование функции ценности позволяет получить надежный результат во всем объеме корпуса. При этом на внешней поверхности корпуса без использования функции ценности дисперсия результата достигает 15%, что неприемлемо. Таким образом, эффективность метода на внешней поверхности корпуса составила ~500 для ВВЭР-440 и ~1500 для ВВЭР-1000.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **DOORS3.2** — One, Two- and Three Dimensional Discrete Ordinates Neutron/Photon Transport Code System. RSICC Computer Code Collection: CCC-650. Oak Ridge National Laboratory, 1998.
2. **Voloshchenko A.M., Gukov S.V., Russkov A.A. e.a.** The CNCSN-2: one, two- and three-dimensional coupled neutral and charged particle discrete ordinates code system. — In: Proc. of Intern. Conf. on Advances in Mathematics, Computational Methods, and Reactor Physics. Saratoga Springs, USA, May 3—7, 2009, CD-ROM № 201871.
3. **Bucholz J., Antonov S., Belousov S.** BGL440 and BGL1000 Broad Group Neutron/Photon Cross-Section Libraries Derived from ENDF/B VI Nuclear Data. IAEA Report, INDC(BUL)-15, 1996.
4. **Wagner J., Haghighat A.** Automated variance reduction of Monte Carlo shielding calculations using the discrete ordinates adjoint function — Nucl. Sci. Engng, 1998, v. 128, p. 186—208.
5. **Haghighat A., Wagner J.** Monte Carlo variance reduction with deterministic importance functions. — Progress Nucl. Energy J., 2003, v. 42, № 1, p. 25—53.
6. **Калос М., Накач Ф., Селник Дж.** Методы Монте-Карло в применении к решению реакторных задач. — В сб.: Вычислительные методы в физике реакторов. Под ред. Х. Гринспена, К. Келбера, Д. Окренда. М.: Атомиздат, 1972, с. 224—273.
7. **Гомин Е.А.** Статус MCU-4. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2006, вып. 1, с. 6—32.
8. **Chen U., Liu Y.** Dose calculation for the BNCT treatment room at thor by the TORT-coupled MCNP4C Technique. — In: Intern. Topical Meeting on Mathematics and Computation, Supercomputing, Reactor Physics and Nuclear and Biological Applications M&C2005. Avignon, France, September, 2005, CD-ROM № 107.
9. **Chen Y., Fisher U.** Three-dimensional coupled Monte Carlo-discrete ordinates computational scheme for shielding calculations of large and complex nuclear facilities. — Ibid., CD-ROM № 36.
10. **Shen R., Chen A., Liu Y. e.a.** Shielding calculations for a spent fuel storage cask: a comparison of discrete ordinates, Monte-Carlo, and hybrid methods. — Nucl. Sci. Engng, 2008, v. 159, p. 23—36.
11. **Wagner J., Haghighat A.** A³MCNP: Automatic Adjoint Accelerated MCNP. User's Manual. Version 1.0i. Oak Ridge National Laboratory, 2000.
12. **Гуревич М.И., Руссков А.А., Волощенко А.М.** ConDat 1.0 — программа преобразования исходных данных из комбинаторной геометрии в растровую с использованием алгоритма трейсинга (tracing). Инструкция для пользователя: Препринт ИПИМ им. М.В. Келдыша РАН, 2007, № 12.

Поступила в Редакцию 20.10.10

УДК 519.63:533.9:621.362

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОЭМИССИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ

Жеребцов В.А., Касиков И.И. (ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск)

Промышленное использование термоэмиссионных преобразователей тепловой энергии возможно только при достаточно высоких значениях ресурса и выходных параметров — напряжения, плотности тока и к.п.д. С достижением к.п.д. 20—30% они станут конкурентоспособными преобразователями энергии ядерных реакторов в космических и наземных высокотемпературных энергоустановках. Названные параметры взаимосвязаны. Так, увеличение ресурса за счет снижения температуры эмиттера

одновременно уменьшает удельную генерируемую мощность и к.п.д. При заданной температуре эмиттера и коллектора максимальные мощность и к.п.д. могут быть достигнуты оптимизацией работы выхода электродов и прежде всего снижением работы выхода коллектора. При этом актуальными оказываются оценка максимально возможных выходных параметров преобразователя и нахождение условий для их реализации. Используя различные предельные вольт-амперные характеристики, можно оце-