

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДИФфуЗИОННОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ПРИ РАСЧЕТЕ РЕАКТОРА С ПОЛОСТЯМИ

Е.Ф. Селезнев, В.П. Березнев

*Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН
115191, г. Москва, ул. Большая Тульская, д. 52*

Р

Актуальность расчета поля излучения во внутриреакторных полостях связана с необходимостью моделирования в реакторах на быстрых нейтронах (БР) аварийных режимов, а также состояний с различным уровнем теплоносителя в специально предназначенных каналах устройств пассивной обратной связи (УПОС) в реакторах типа БРЕСТ или натриевой полости в реакторах на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем.

Метод последнего столкновения, Last Flight (LF) [1 – 8], или метод нерассеянного компонента широко известен в мире и обычно используется в программах на основе метода сферических гармоник для получения решения в газовой среде на некотором расстоянии от расчетной объемной области (DORT [6], TORT [4] и др. [8]). Практика его использования [1] показала, что приемлемые результаты достижимы на значительном расстоянии от границы раздела плотной и газовой сред (более двух метров); для полостей внутри расчетной области получение качественного решения не гарантируется.

Кроме того, реализацию методики расчета полостей желательно проводить в рамках используемых в реакторных расчетах приближений, что вносит в них некоторые особенности, в частности, для диффузионного приближения предполагается изотропность плотности потока нейтронов и необходимость «условной» расчетной ячейки на поверхности, ограничивающей пустотную ячейку. Если метод LF ориентирован на связь точки источника с точкой детектирования, то при расчете поля нейтронов в полостях необходимо определять исход нейтронов с площади поверхности источника и приход их на определенную площадь поверхности полости. Для решения предложено использовать приближенное решение, представленное в работе.

Таким образом, авторами разработан и реализован алгоритм расчета внутриреакторных полостей в диффузионном приближении.

Ключевые слова: реактор на быстрых нейтронах, диффузионное приближение, расчет полостей.

ВВЕДЕНИЕ

Перенос нейтронов в быстром реакторе в стационарном состоянии может быть описан, например, в многогрупповом диффузионном приближении:

© *Е.Ф. Селезнев, В.П. Березнев, 2018*

$$\begin{cases} -D^g \Delta \Phi^g(\mathbf{r}) + \Sigma_r^g \Phi^g(\mathbf{r}) = \sum_{l=1}^{g-1} \Sigma_s^{l \rightarrow g} \Phi^l(\mathbf{r}) + \chi^g \sum_{l=1}^6 \nu \Sigma_f^l \Phi^l(\mathbf{r}) + Q^g(\mathbf{r}), \\ \left. \frac{\partial \Phi^g(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{n}} \right|_{\Gamma} = - \left. \frac{\gamma \Phi^g(\mathbf{r})}{D^g(\mathbf{r})} \right|_{\Gamma}, \end{cases}$$

где $\Phi^g(\mathbf{r})$ – плотность потока нейтронов; $D^g(\mathbf{r})$ – коэффициент диффузии; $\Sigma_r^g(\mathbf{r})$ – сечение увода; $\Sigma^{l \rightarrow g}(\mathbf{r})$ – сечение перевода нейтронов из группы l в группу g ; χ^g – спектр нейтронов деления; $\nu \Sigma_f^l(\mathbf{r})$ – сечение размножения; $Q(\mathbf{r})$ – интенсивность внешнего источника.

При практической реализации в рамках расчетных кодов основным преимуществом диффузионного приближения является высокая скорость получения решения и низкие требования к вычислительным ресурсам. Но существуют и границы применимости – наличие сильно поглощающей среды, выраженная пространственная гетерогенность.

В частности, диффузионное приближение неприменимо при наличии газовой (пустотной) среды. Методы расчета излучения в такой среде могут быть основаны на решении интегрального уравнения переноса нейтронов. Если речь идет об определении поля за пределами расчетной области, то широко используется метод последнего столкновения (LF). Однако на практике этот метод плохо применим для расчета внутренних полостей, поскольку на близких к поверхности расстояниях дает большую погрешность. В таком случае можно заменить объемные источники LF-метода поверхностными с последующим численным интегрированием по поверхности раздела плотной и газовой сред.

Таким образом, цель данной работы – создание комбинированного алгоритма и соответствующего расчетного модуля, сочетающего диффузионное приближение с его быстрым получением решения и полуаналитическим решением интегрального уравнения во внутриреакторных пустотах.

АЛГОРИТМ РАСЧЕТА НЕРАССЕЯННОГО КОМПОНЕНТА

Линейное интегродифференциальное уравнение переноса нейтронов может быть приведено к интегральному виду:

$$\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t) = \int_0^\infty \exp\left(-\int_0^{s'} \Sigma(\mathbf{r}-s''\mathbf{\Omega}, E) ds''\right) q(\mathbf{r}-s'\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}, E, t-s'/\nu) ds'. \quad (1)$$

Уравнение (1) означает, что поток нейтронов $\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, E, t)$ в точке \mathbf{r} обусловлен нейтронами, которые появились во всех точках $\mathbf{r}-s'\mathbf{\Omega}$ с направлением $\mathbf{\Omega}$ и энергией E при всех положительных s' . Экспоненциальный множитель является коэффициентом ослабления, характеризующим уменьшение потока нейтронов при достижении $s = 0$, а $\Sigma(\mathbf{r}-s''\mathbf{\Omega}, E)$ – полное макросечение при взаимодействии нейтронов со средой. Интегрирование по s' может быть проведено только до границ рассматриваемой области, если отсутствует входящий поток нейтронов.

Такое представление решения предполагаем распространить лишь на «пустотные» расчетные ячейки с газовой средой, в которой плотность материалов низка настолько, что сечения взаимодействия нейтронов со средой очень малы, так что коэффициент диффузии на порядки превышает свои значения в обычной реакторной среде и не позволяет использовать в этой среде обычное диффузионное приближение.

Как указано в [2], при наличии отличного от нуля потока входящих нейтронов

его можно заменить эквивалентным поверхностным источником. Такой переход возможен за счет вычисления плотности потока нейтронов на границе раздела плотной и газовой сред.

$$\varphi^g(\mathbf{r}) = \int \frac{\exp(-\Sigma^g |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} \varphi^g(\mathbf{r}') dS', \quad (2)$$

где интегрирование проводится по поверхности раздела плотной и газовой сред; $\exp(-\Sigma^g |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)/(4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2)$ – вероятность нейтрона из \mathbf{r} долететь до \mathbf{r}' без столкновений; $\varphi^g(\mathbf{r}') dS'$ – поле с элемента поверхности dS' ; $\varphi^g(\mathbf{r})$ – поле в \mathbf{r} за счет поля с поверхности S' . В выражении (2) и далее используется многогрупповое приближение по энергии, которому соответствует индекс g .

Рассмотрим распространение излучения на двумерной модели гексагональной расчетной ячейки, обычно используемой в расчетах БР, как представлено на рис. 1, тогда

$$\varphi^g(\mathbf{r}) = \int_{l_{AB}} \frac{\exp(-\Sigma^g |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \varphi^g(\mathbf{r}') dl', \quad (3)$$

где интегрирование проводится по грани AB ; $\varphi^g(\mathbf{r})$ – поле в точке \mathbf{r} с учетом излучения только от грани AB .

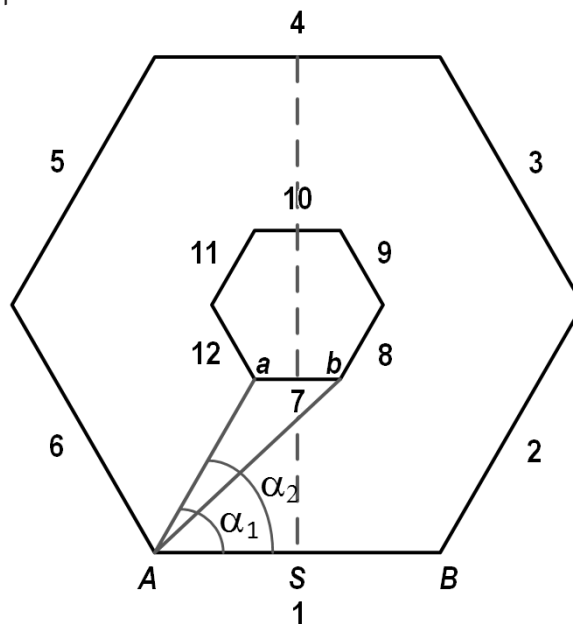


Рис. 1. Модель распространения излучения в гексагональной расчетной ячейке с внутренней гексагональной структурой (S – центральная точка отрезка AB)

Среднее значение поля на «принимающей» грани ab с учетом (3) и замены порядка интегрирования

$$\varphi_{ab}^g = \frac{1}{\Delta l_{ab}} \int \varphi^g(\mathbf{r}) dl = \frac{1}{\Delta l_{ab}} \int_{l_{AB}} \varphi^g(\mathbf{r}) dl' \int_{l_{ab}} \frac{\exp(-\Sigma^g |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dl. \quad (4)$$

В таком случае величина

$$\varphi^g(\mathbf{r}') \int_{l_{ab}} \frac{\exp(-\Sigma^g |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dl \quad (5)$$

есть вклад в поле на грани ab только от поля в точке r' , расположенной на грани AB .

Полагая, что поле на грани AB одинаково в каждой ее точке, т.е. $\varphi^g(r') = \varphi_{AB}^g$, и $y - y' = \text{const} = \Delta y$, согласно рис. 1, имеем

$$\varphi_{ab}^g = \frac{1}{2\pi\Delta x_{ab}} \varphi_{AB}^g \int_{x_A}^{x_B} dx' \int_{x_a}^{x_b} \frac{\exp\left(-\Sigma^g \sqrt{(x-x')^2 + (\Delta y)^2}\right)}{\sqrt{(x-x')^2 + (\Delta y)^2}} dx. \quad (6)$$

Полученный интеграл можно вычислять приближенно, а в случае газовой среды ($\Sigma^g \sim 10^{-4} \text{ см}^{-1}$) можно воспользоваться разложением подынтегрального выражения в ряд Тейлора, тогда (6) принимает вид

$$\begin{aligned} \varphi_{ab}^g \approx & \frac{1}{2\pi\Delta x_{ab}} \varphi_{AB}^g \int_{x_A}^{x_B} dx' \int_{x_a}^{x_b} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (\Delta y)^2}} - \Sigma^g \right) dx = -\frac{\Sigma^g \Delta x_{AB}}{2\pi} \varphi_{AB}^g + \\ & + \frac{1}{2\pi\Delta x_{ab}} \varphi_{AB}^g \left[\gamma \ln \left(\frac{\sqrt{\gamma^2 + \Delta^2} + \gamma}{\sqrt{\gamma^2 + \Delta^2} - \gamma} \right) - \delta \ln \left(\frac{\sqrt{\delta^2 + \Delta^2} + \delta}{\sqrt{\delta^2 + \Delta^2} - \delta} \right) - 2\sqrt{\gamma^2 + \Delta^2} + 2\sqrt{\delta^2 + \Delta^2} \right], \end{aligned} \quad (7)$$

где $\gamma = x_B - x_a = -x_A + x_b$; $\delta = x_B - x_b = -x_A + x_a$; $\Delta = \Delta y$.

В простейшем случае при $x - x' = \text{const} = \Delta x$ выражение (6) имеет вид

$$\varphi_{ab}^g = \frac{\alpha \Delta x_{AB}}{2\pi\Delta x_{ab}} \exp(-\Sigma^g s) \varphi_{AB}^g, \quad (8)$$

где s – расстояние между точками «испускающей» и «принимающей» поверхностей, в общем случае зависящее от угла, под которым из точки испускающей поверхности видна точка принимающей поверхности, т.е. $s = s(\alpha)$.

Так как задача распространения излучения в гексагональной ячейке (см. рис. 1) симметрична относительно вертикальной оси, проходящей через точку S , то решение (8) можно определять лишь для отрезка AS , после чего для отрезка AB полученное значение необходимо удвоить:

$$\varphi_{ab}^g = \frac{\alpha \Delta x_{AS}}{\pi \Delta x_{ab}} \exp(-\Sigma^g s) \varphi_{AB}^g. \quad (9)$$

Плотность потока нейтронов на границе раздела сред может быть определена из интегродифференциального уравнения переноса нейтронов, записанного для граничной поверхности, т.е. для объема меры нуль, при интегрировании которого все члены, связанные с объемом ячейки, исчезнут, и останутся лишь токовые члены, интегралы по которым из объемных превратятся в поверхностные. В таком случае получим равенство токов на поверхности раздела сред

$$\begin{aligned} \sum_i \frac{\alpha_{is}}{4\pi\Sigma^g \Delta_{is}} \exp(-\Sigma^g \Delta_{is}) \varphi_i^g S_i + \frac{D_j}{S_j} \varphi_j^g S_s &= \\ = \sum_i \frac{\alpha_{si}}{4\pi\Sigma^g \Delta_{is}} \exp(-\Sigma^g \Delta_{is}) \varphi_s^g S_s + \frac{D_j}{S_j} \varphi_s^g S_s, \end{aligned} \quad (10)$$

где φ_i^g – плотность потока нейтронов на i -ой поверхности полости, с которой нейтроны могут достичь анализируемой поверхности s ; α_{is} , α_{si} – растворы углов, под которыми с поверхности i видна поверхность s и обратно; Δ_{is} – дистанция между

поверхностями i и s ; s_j – дистанция в плотной ячейке, где работает диффузионное приближение с коэффициентом диффузии D_j между точкой центра масс с плотностью потока нейтронов φ_j^g и поверхностью раздела сред s ; S_i, S_s – площади поверхности расчетных ячеек i и j с общей газовой средой; φ_s^g – плотность потока нейтронов на границе s раздела сред расчетной ячейки j .

Так как интегрирование сильно зависит от геометрии ячейки, то опишем их.

ТИПЫ РАСЧЕТНЫХ ЯЧЕЕК С ПУСТОТОЙ

В расчетных ячейках БР встречаются ячейки с наличием внешнего стального чехла и центральной ячейки с гомогенно представленными в ней теплоносителем и какими-либо конструкциями (концевиками твэлов в реакторах типа БН [10, 11] или технологическими трубами, например, как на рис. 2).

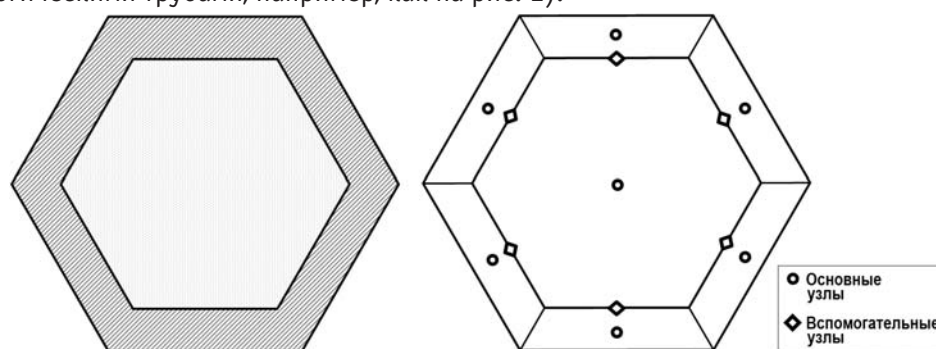


Рис. 2. Модель расчетной ячейки с опустошаемой внутренней гексагональной ячейкой и расположение расчетных узлов

Если в реакторах типа БН при нормальных условиях эксплуатации указанная гомогенная среда заполняет канал ТВС от ячеек с поглотителем до верха активной зоны (а.з.) и уступает место газовой среде при вскипании теплоносителя, то в реакторах типа БРЕСТ [9] указанная гомогенная среда при нормальных условиях эксплуатации заполняет канал УПОС до верха а. з. и уступает место газовой среде (аргон) при падении давления в нижнем коллекторе первого контура реактора с рабочим ходом газа в 70 см от верха а. з. и ниже.

На рисунке 2 представлена соответствующая модель расчетных ячеек и узлов: для семи расчетных ячеек имеется семь основных узлов, расположенных в центрах масс ячеек, и шесть вспомогательных, расположенных на внутренних границах ячеек. Если к ним добавить еще и вспомогательные узлы по высоте, по одному на каждую внутреннюю высотную границу внутренних гексагональных расчетных ячеек, то получим семь вспомогательных расчетных узлов на каждый высотный ряд канала.

При опустошении расчетных ячеек центрального канала от теплоносителя и заполнении их инертным газом коэффициент диффузии в такой среде изменяется от единицы до ~ 100 для УПОС и до $\sim 10^4$ для РУ типа БН. Обычное диффузионное приближение не обеспечивает получение приемлемого результата. Вспомогательные расчетные узлы становятся определяющими – снимается проблема получения среднего коэффициента диффузии на границах расчетных ячеек и обеспечивается решение интегрального уравнения переноса нейтронов в газовой среде.

Возможная модель УПОС включает в себя внешний стальной чехол и центральную стальную технологическую трубу, между которыми расположен теплоноситель, при нормальных условиях эксплуатации заполняющий канал до верха а.з. и уступающий место газовой среде (аргон) при падении давления в нижнем коллекторе первого контура реактора с рабочим ходом газа в 70 см от верха активной зоны и ниже (рис. 3).

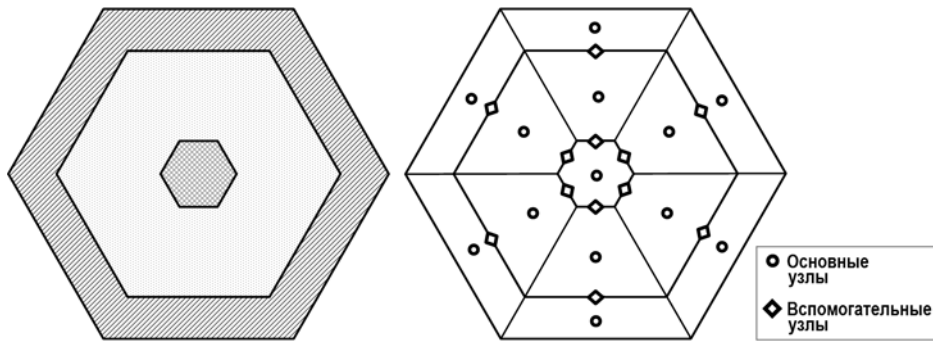


Рис. 3. Модель расчетной ячейки УПОС РУ БРЕСТ и расположение расчетных узлов

На рисунке 3 также представлена модель расчетных ячеек и узлов в канале УПОС: на 13 расчетных ячеек имеется 13 основных узлов, расположенных в центрах масс ячеек, и 12 вспомогательных, расположенных на внутренних границах ячеек. Если к ним добавить еще и вспомогательные узлы по высоте, по одному на каждую внутреннюю высотную границу внутренних трапециевидных расчетных ячеек, то получим 18 вспомогательных расчетных узлов на каждый высотный ряд канала.

Такая схема размещения расчетных узлов позволяет использовать обычную расчетную схему диффузионного приближения при заполнении теплоносителем промежуточных расчетных ячеек, когда вспомогательные расчетные узлы действительно играют вспомогательную роль. Но при опустошении промежуточных расчетных ячеек от теплоносителя расчетные узлы на поверхности раздела сред играют определяющую роль при решении уравнения переноса нейтронов в газовой среде.

Таким образом, при указанной схеме образуется согласованность решения диффузионного уравнения в плотных средах с решением интегрального уравнения в газовой среде. Ниже рассмотрены конкретные модели излучения в расчетных ячейках с газовой средой.

АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ПОЛОСТИ В ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ ЯЧЕЙКЕ

Рассмотрим возможные ситуации распространения излучения в гексагональной ячейке с внутренней гексагональной газовой полостью.

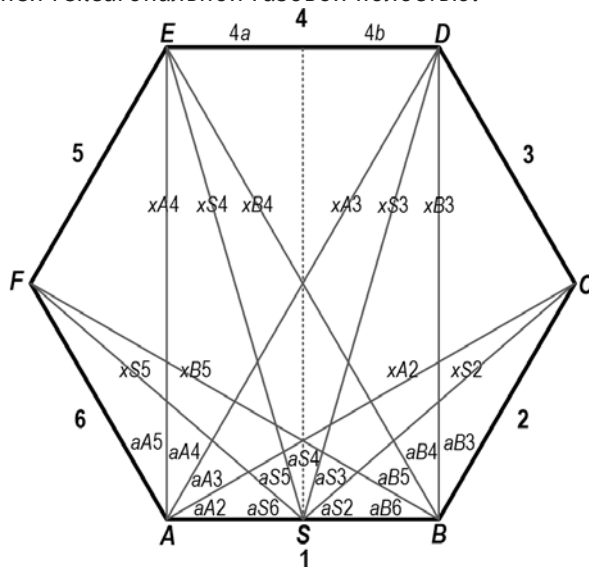


Рис. 4. Распространение излучения из точек A, S и B гексагональной ячейки ($AS = AB/2$)

При опустошении гексагональной ячейки (рис. 4) с поверхности 1 уход нейтронов будет к поверхностям 2 – 6, как соответственно и приход от них.

Величины углов точек A , S , и B представляются как aSn , где S – имя расчетной точки, n – номер принимающей поверхности. Длины отрезков обозначены аналогично (xSn).

При использовании для расчетов равенства (9) для повышения точности исходный отрезок AB необходимо разбить, например, на 10 отрезков размером $AB/10$ каждый, что существенно сокращает изменения угла обзора и среднего расстояния от точек отрезка излучения до принимающей поверхности. Кроме того, предполагаем линейную зависимость пролетного расстояния от угла, под которым из точки излучения просматривается точка приема излучения, представленную на рис. 5 (x_0, x_1, x_2 – расстояние от источника до принимающей стороны, x_0 – кратчайшее расстояние; α_1, α_2 – растворы углов, под которыми из точки источника видятся принимающие отрезки ab и bc).

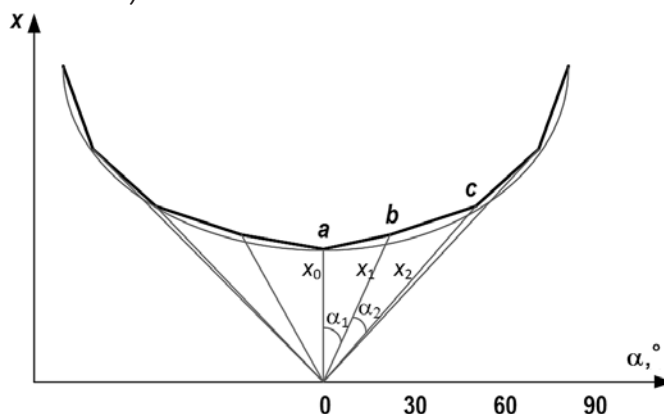


Рис. 5. Зависимость пролетного расстояния от угла обзора принимающего отрезка

СХЕМА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛОСТИ МЕЖДУ НАРУЖНОЙ И ВНУТРЕННЕЙ ПЛОТНЫМИ ГЕКСАГОНАЛЬНЫМИ СТРУКТУРАМИ

Рассмотрим возможные ситуации распространения излучения в гексагональной ячейке с газовой полостью, расположенной между внешней и внутренней плотными средами, представленными в гексагональной форме.

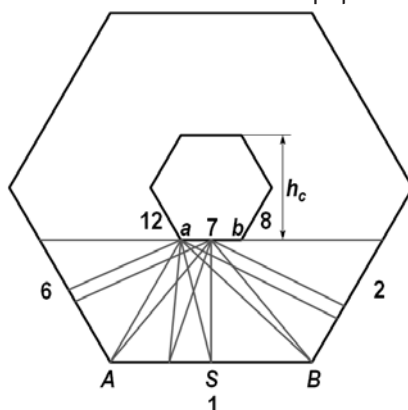


Рис. 6. Распространение излучения из точек отрезка ab стороны 7

Сначала рассмотрим распространение излучения из внутренней плотной гексагональной структуры. В гексагональной ячейке с внутренней гексагональной ячей-

Таблица 1

Отклонение эффективности опустошения УПОС на высоту 70 см от верха а. з. от проектного значения, %

Диффузионное приближение	Решение интегрального уравнения, модель рис. 2	Решение интегрального уравнения, модель рис. 3
750,0	-18,1	-4,5

Время расчета модели типа РУ БРЕСТ с представлением УПОС моделью рис. 3 не превысило 25-ти секунд на одном ядре ЭВМ при точности в 10^{-6} для плотности потока нейтронов многогруппового диффузионного приближения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлено описание алгоритма расчета БР в диффузионном приближении с наличием расчетных ячеек с пустотами. Алгоритм решения уравнения переноса нейтронов в газовой среде основан на полуаналитической методике решения интегрального уравнения Пайерлса в предположении, что расчетные ячейки с газовой средой находятся в окружении расчетных ячеек, в которых используется диффузионное приближение, что сохраняет высокую скорость получения решения при достаточно высокой его точности. Использование такого алгоритма в мировой расчетной практике ранее авторам не известно.

Первичные результаты использования предложенного алгоритма получают достаточно высокого качества при высокой скорости получения решения. Использование же непосредственно диффузионного приближения, как и предполагалось, дает решение с неприемлемым по точности результатом.

Разработанный алгоритм расчета реактора на быстрых нейтронах в диффузионном приближении с наличием расчетных ячеек с пустотами может быть использован для оценки натриевого пустотного эффекта реактивности [14] в любой РУ с БН, а также для оценки поведения поля нейтронов в БР с разрушающейся а. з. при анализе постулируемых аварий для оценки безопасности конкретной РУ.

Литература

1. DOORS3.2 – One-, Two- and Three Dimensional Discrete Ordinates Neutron/ Photon Transport Code System, RSICC Computer Code Collection, CCC-650, ORNL, 1988.
2. Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов. – М.: Атомиздат, 1960. – 520 с.
3. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. / Пер. с англ. под ред. В.Н. Артамкина. – М.: Атомиздат, 1974. – 494 с.
4. Rhoades W.A., Simpson D.B. The Tort Three-Dimensional Discrete Ordinates Neutron/ Photon Transport Code (TORT Version 3), ORNL/TM-13221, October 1997.
5. Волощенко А.М., Руссков А.А. Разработка документации на усовершенствованный прецизионный код. – Отчет ТПИ им. М.В.Келдыша РАН № 6-12-2012, 2012. – 39 с.
6. Rhoades W.A. and Childs R.L. The DORT Two-Dimensional Discrete Ordinates Code. // Nucl. Sci. & Eng. – 1998. – Vol. 99. – PP. 88-89.
7. Mynatt F.R., Muckenthaler F.J. and Stevens P.N. Development of a Two-Dimensional Discrete Ordinates Transport Theory for Radiation Shielding, CTC-INF-952, Union Carbide Corp., Nucl. Div. – Oak Ridge Natl. Lab. (August 1969).
8. «SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation». – January 2009. – ORNL/TM-2005/39. – Ver. 6. – Vols. I-III. RSICC code package CCC-750.
9. Драгунов Ю.Г., Лемехов В.В., Смирнов В.С., Чернецов Н.Г. Технические решения и этапы разработки реакторной установки БРЕСТ-ОД-300. // Атомная энергия. – 2012. – Т. 113. – Вып. 1.
10. Сараев О.М., Носков Ю.В., Зверев Д.Л., Васильев Б.А., Седаков В.Ю., Поплавский В.М.,

Цибуля А.М., Ершов В.Н., Знаменский С.Г. Обоснование проекта и состояние сооружения энергоблока БН-800 // Атомная энергия. – 2010. – Т. 108. – Вып. 4. – С. 197-201.

11. *Ошканов Н.Н., Сараев О.М., Баканов М.В., Говоров П.П., Потапов О.А., Ашурко Ю.М., Поплавский В.М., Васильев Б.А., Каманин Ю.Л., Ершов В.Н.* 30-летний опыт эксплуатации натриевого быстрого реактора БН-600. // Атомная энергия. – 2010. – Т. 108. – Вып. 4. – С. 186-191.

12. *Алексеев Н.И., Калугин М.А., Кулаков А.С., Олейник Д.С., Шкаровский Д.А.* Тестирование программы MSU-FR применительно к расчетам критичности быстрых реакторов. // ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов. – 2016. – Вып. 5. – С. 22-26.

13. *Гуревич М.И., Калугин М.А., Олейник Д.С., Шкаровский Д.А.* Характерные особенности MSU-FR. // ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов. – 2016. – Вып. 5. – С. 17-21.

14. *Поплавский В.М., Матвеев В.И., Елисеев В.А., Кузнецов И.А., Волков А.В., Семенов М.Ю., Хомяков Ю.С., Цибуля А.М.* Исследование влияния натриевого пустотного эффекта реактивности на технико-экономические характеристики и безопасность перспективного быстрого реактора. // Атомная энергия. – 2010. – Т. 108. – Вып. 4. – С. 230-235.

Поступила в редакцию 14.02.2018 г.

Авторы

Селезнев Евгений Федорович, зав. лабораторией

E-mail: seleznev@ibrae.ac.ru

Березнев Валерий Павлович, м.н.с.

E-mail: bvp@ibrae.ac.ru

UDC 621.039

USING THE DIFFUSION APPROXIMATION FOR REACTOR WITH CAVITIES CALCULATIONS

Seleznyov E.F., Bereznev V.P.

Nuclear Safety Institute of the Russian Academy of Sciences.

52 B.Tulskaya st., Moscow, 115191 Russia

ABSTRACT

The importance of the radiation calculations in the in-reactor cavities is associated with simulating of the emergency modes in fast breeder reactors (FBR), as well as states with different coolant levels in specially designed channels of passive feedback devices in lead-cooled fast reactors (LFR) or sodium cavities in sodium-cooled fast reactors (SFR).

The Last Flight (LF) method [1 – 8], or the method of the unscattered component is widely known and is commonly used in programs based on the method of spherical harmonics to obtain a solution in a gas medium at some distance from the calculated volume domain (DORT [6], TORT [4] and others [8]). The practice of using it [1] showed that acceptable results are achievable at a considerable distance from the surface between dense and gas media (more than two meters). A qualitative solution is not guaranteed for cavities within the calculation area.

In addition, it is desirable to implement the cavities calculation methodology in the framework of the approximations used in the reactor calculations, in particular, the diffusion approximation, which introduces certain features: the isotropy of the neutron flux density; forced introduction of a “conditional” calculation cell on the surface between dense and gas media.

If the LF method is oriented on the connection of the source point with the detection

point, then in calculating the neutron field in the cavities it is necessary to determine the neutron yield from the surface area of the source and their arrival on a certain surface area of the cavity. To solve the problem, the authors suggested using the approximate solution presented in the paper.

Thus, the authors developed and implemented an algorithm for the in-reactor cavities calculations using the diffusion approximation.

Key words: fast breeder reactor, diffusion approximation, cavities calculations

REFERENCES

1. DOORS3.2 – One-, Two- and Three Dimensional Discrete Ordinates Neutron / Photon Transport Code System, RSICC Computer Code Collection, CCC-650, ORNL, 1988.
2. Davison B. *The theory of neutron transport*. Moscow. Atomizdat Publ., 1960, 520 p. (in Russian).
3. Bell D., Glesston S. *The theory of nuclear reactors*. Moscow. Atomizdat Publ., 1974, 494p. (in Russian).
4. Rhoades W.A., Sipmsom D.B. The Tort Three-Dimensional Discrete Ordinates Neutron / Photon Transport Code (TORT Version 3), ORNL/TM-13221, October 1997.
5. Voloschenko A.M., Russkov A.A. Development of documentation for improved precision code. Report TPI n.a. M.V.Keldysh of the Russian Academy of Sciences. No. 6-12-2012, 2012, 39p. (in Russian).
6. Rhoades W.A. and Childs R.L. The DORT Two-Dimensional Discrete Ordinates Code. *Nucl. Sci. Eng.* 1988, v. 99, pp. 88-89.
7. Mynatt F.R., Muckenthaler F.J. and Stevens P.N. Development of a Two-Dimensional Discrete Ordinates Transport Theory for Radiation Shielding, CTC-INF-952, Union Carbide Corp., Nucl. Div., Oak Ridge Natl. Lab. (August 1969).
8. «SCALE: A Modular Code System for Performing Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation». January 2009, ORNL/TM-2005/39, v. 6, v. I-III, RSICC code package CCC-750.
9. Dragunov Yu.G., Lemehov V.V., Smirnov V.S., Chernetsov N.G. Technical solutions and stages of development of the BREST-OD-300 reactor facility. *Atomnaya energiya*, 2012, v. 113, no. 1 (in Russian).
10. Saraev O.M., Noskov Yu.V., Zverev D.L., Vasil'ev B.A., Sedakov V.Yu., Poplavsky V.M., Tsibulya A.M., Ershov V.N., Znamensky S.G. BN-800 design validation and construction status. *Atomnaya energiya*, 2010, v. 108, iss. 4, pp. 197-201 (in Russian).
11. Oshkanov N.N., Saraev O.M., Bakanov M.V., Govorov P.P., Potapov O.A., Ashurko Yu.M., Poplavskii V.M., Vasil'ev B.A., Kamanin Yu.L., Ershov V.N. 30 years of experience in the operation of the sodium fast reactor BN-600. *Atomnaya energiya*. 2010, v. 108, iss. 4, pp. 186-191 (in Russian).
12. Alekseev N.I., Kalugin M.A., Kulakov A.S., Oleinik D.S., Shkarovsky D.A. Testing of the MCU-FR program for calculating the criticality of fast reactors. *VANT. Ser. Physics of Nuclear Reactors*. 2016, iss. 5, pp. 22-26 (in Russian).
13. Gurevich M.I., Kalugin M.A., Oleinik D.S., Shkarovsky D.A. Characteristic features of MCU-FR. *VANT. Ser. Physics of Nuclear Reactors*. 2016, iss. 5, pp. 17-21 (in Russian).
14. Poplavskii V.M., Matveev V.I., Eliseev V.A., Kuznetsov I.A., Volkov A.V., Semenov M.Y., Khomyakov Y.S., Tsibulya A.M. Investigation of the influence of the sodium void effect of reactivity on the technical-economic performance and safety of an advanced fast reactor. *Atomnaya Energiya*. 2010, v. 108, iss. 4, pp. 289-295 (in Russian).

Authors

Seleznyov Evgenij Fyodorovich, Chief Researcher
E-mail: seleznev@ibrae.ac.ru

Bereznev Valerij Pavlovich, Junior Reseacher
E-mail: bvp@ibrae.ac.ru