

621.039.5
B74

ISSN 0205—4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика ядерных реакторов

2009

ВЫПУСК

2

621.039.5
В 74

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

39577к9

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:

«РОССИЙСКИЙ ИНСТИТУТ»

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 г.

ВЫПУСК 2

ФИЗИКА И МЕТОДЫ РАСЧЕТА
ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

МОСКВА – 2009

Сборники "Вопросы атомной науки и техники" (ВАНТ) включены в Перечень ведущих изданий Высшей аттестационной комиссии (ВАК).
Подписной индекс 66675 в каталоге "Издания органов научно-технической информации" ОАО Агентство "Роспечать".
Выпуски "Физика и методы расчета ядерных реакторов" подготавливаются Российским научным центром "Курчатовский институт" и ранее выходили в составе серии "Физика и техника ядерных реакторов". Данный выпуск тридцать девятый.

Статьи, поступающие в редакцию, рецензируются.

При перепечатке и цитировании ссылка на сборник ВАНТ обязательна.

Перепечатка материалов допускается только с письменного разрешения редакции.

Редакционная коллегия серии :

А.Ю. Гагаринский (главный редактор),
С.М. Зарицкий (зам. главного редактора), В.Ф. Колесов,
А.Е. Крошили, В.В. Пчелин, Е.А. Старостина (отв. секретарь)

В выпуске "Физика и методы расчета ядерных реакторов" публикуются материалы по следующим вопросам:

- математические проблемы теории переноса и теории реакторов;
- теория и методы расчета ядерных реакторов, blankets термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчетных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчетные исследования по физике ядерных реакторов, blankets термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- общие проблемы ядерной энергетики.

Материалы для опубликования следует направлять в Российский научный центр "Курчатовский институт" на имя главного редактора серии.

Materials related to the topics described below are published in series "Nuclear Reactor Physics":

- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory;
- theory and calculational methods for nuclear reactors, fusion reactor blankets, radiation shielding and radiation transport;
- codes for calculational and experimental investigations; descriptions and abstracts of codes, code complexes and systems;
- calculational analysis of reactor, blanket and shielding performances and radiation transport; calculational analysis of some nuclear energy development aspects;
- experimental methods and experimental analysis in field of nuclear reactor physics and other above mentioned items;
- general problems of nuclear power.

Алгоритмы расчета компонент транспортного тензора в обобщенном методе вероятностей первых столкновений

М.И. Гуревич, М.А. Калугин, А.В. Пряничников, О.В. Тельковская, Д.А. Шкаровский,

РНЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 17.12.2008 г.

Метод вероятностей первых столкновений (ВПС) допускает обобщение путем введения в каждой зоне нескольких угловых мод. В работе предложены алгоритмы расчета компонент соответствующего тензора первых столкновений. Эти алгоритмы не превосходят по вычислительной сложности алгоритм расчета матрицы в традиционном методе ВПС и также допускают расчет системы, описанной средствами комбинаторной геометрии. При расчете трехмерной системы численно берутся интегралы кратности 4, для двумерной геометрии – 2. Геометрические возможности обеспечиваются применением стандартного для метода Монте-Карло геометрического модуля.

Ключевые слова: обобщение метода ВПС, тензор ВПС, геометрический модуль, комбинаторная геометрия.

Algorithms to Calculate Components of the Transport Tensor in the Generalized First Collision Probability Method. M.I. Gurevich, M.A. Kalugin, A.V. Pryanichnikov, O.V. Tel'kovskaya, D.A. Shkarovsky. *RRC KI, Kurchatov sq., 1, Moscow, 123182.* The First Collision Probability method (FCP) supposes generalization by means of introduction of several angular modes into each zone. This article suggests algorithms to calculate components of the corresponding first collisions tensor. These algorithms do not surpass FCP method's traditional matrix calculation algorithm in complexity of computing and also allow calculation of a system described by means of combinatory geometry. Order 4 integrals for three-dimensional systems and order 2 integrals in two-dimensional geometry are calculated. Geometrical possibilities are provided by means of the geometrical module of the standard Monte-Carlo method.

Key words: Generalized FCP Method, FCP Tensor, Geometrical Module, Combinatory Geometry.

Введение

Метод ВПС успешно применяется в расчетах ядерно-энергетических установок, преимущественно для расчета ячеек ядерных реакторов [1]. Наиболее известна программа WIMS расчета методом ВПС [2]. Кроме того этот метод используется в программах ТВС-М [3], HELIOS [4, 5] и других.

Методом ВПС решается стационарное кинетическое уравнение относительно $c(\mathbf{r}, \Omega, E)$ – плотности столкновений нейтронов:

$$c = \Sigma_i T_i q; \quad q = S c + G c + Q,$$

где c – плотность столкновений, $S c$ – плотность рассеяния, $G c$ – плотность генерации нейтронов деления, Q – внешний источник, а q – совокупный источник. Символами T , S и G обозначены соответствующие операторы.

В методе ВПС предполагается, что все функции не зависят от направления Ω и постоянны на конечном числе пространственных областей-зон. Применяются групповое описание зависимости от энергии и транспортное приближение. Такое сужение класса допустимых функций есть основное ограничение метода.

В методе ВПС оператор T прямого переноса представляется матрицей, расчет которой – одна из главных задач реализации метода, зависящая от сложности используемых геометрий. В начале 80-х годов прошлого века в рабо-

те [6] предложен алгоритм расчета матрицы ВПС для комбинаторных геометрий с помощью геометрического модуля программ расчета переноса методом Монте-Карло. Алгоритм реализован на основе геометрических модулей программы MCU [7] и усовершенствован в [8, 9].

В это же время ряд авторов уточнили метод ВПС путем расширения допустимого класса функций [10, 11]. В пределах каждой зоны вводились представления функций линейными комбинациями угловых или пространственных гармоник. При этом возникают трудности учета симметрий системы. В обычном методе ВПС их не возникает из-за независимости допустимых функций от угла и пространственных координат в пределах зоны.

1. Обозначения и основные формулы

В работе рассматривается моделирование свободного полета частиц от точки рождения или рассеяния до столкновения, поэтому энергия частиц постоянна во всех формулах. В силу этого зависимость сечений от энергии подразумевается, но явно не указывается. Точка фазового пространства (\mathbf{r}, Ω, E) записывается как (\mathbf{r}, Ω) , где \mathbf{r} – положение частицы, Ω – направление полета, а E – энергия. В статье считается, что в пространстве выбрана система координат

и любая точка пространства отождествляется с ее радиус-вектором. Далее буквы \mathbf{r} , \mathbf{h} , \mathbf{k} , возможно с индексами, обозначают эти радиус-векторы.

Так же, как в [3], считается, что вся система разбита на непересекающиеся области, называемые зонами (точнее, пересечения допускаются для границ). Символами α и β будут обозначаться номера зон, а символом Z_β – часть зоны с номером β , принадлежащая контейнеру. Рассматриваются не только ограниченные системы, но и поляичейки, под которыми понимаются системы, симметричные относительно некоторой решетки сдвигов. Фундаментальная область относительно этой решетки называется контейнером и обозначается буквой C .

Под χ_α понимается характеристическая функция зоны с номером α , т.е. $\chi_\alpha(\mathbf{r}) = 1$, если \mathbf{r} лежит в α -й зоне, и $\chi_\alpha(\mathbf{r}) = 0$ в противном случае. Под $H(\Omega)$ понимается проекция области C на плоскость, перпендикулярную Ω и расположенную так, что вся область C лежит в том полупространстве, куда направлен вектор Ω . Считается, что плоскость $H(\Omega)$ задана однозначно, например, она касается описанной сферы. Символ \mathbf{h} обычно обозначает точку на плоскости $H(\Omega)$, $d\mathbf{h}$ понимается как элемент площади.

Аналогично под $d\mathbf{r}$ понимается элемент объема, а под $d\Omega$ – элемент телесного угла.

В дальнейшем контейнер всегда предполагается выпуклым, поэтому оказываются осмысленными следующие определения.

Представим луч в виде $\{\mathbf{r} + \Omega t\}$, где $t > 0$ – параметр. Если луч имеет непустое пересечение с внутренностью контейнера, то $t_+(\mathbf{r}, \Omega)$ есть расстояние до точки выхода $\mathbf{r}_+ = \mathbf{r} + \Omega t_+$. Если к тому же \mathbf{r} лежит вне внутренности контейнера, возможно на границе, то $t_-(\mathbf{r}, \Omega)$ означает расстояние до точки входа $\mathbf{r}_- = \mathbf{r} - \Omega t_-$.

Для любых двух точек \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 через функцию $T(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ обозначается единица, деленная на экспоненту от оптического расстояния между ними, т.е.

$$T(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = 1 / \exp \int_0^D \sigma(\mathbf{r} + \Omega t) dt, \quad (1)$$

где $D = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ есть геометрическое расстояние между точками \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 ; Ω – единичный вектор из \mathbf{r}_1 в \mathbf{r}_2 , т.е. $\Omega = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/D$; $\sigma(\mathbf{r})$ – полное макроскопическое сечение в точке \mathbf{r} , обозначенное строчной буквой, чтобы не путать со знаком суммы.

В дальнейшем будут использоваться функции $\eta_{\alpha\beta}(\mathbf{h}, \Omega)$, где $\mathbf{h} \in H(\Omega)$, определенные следующим образом:

$$\eta_{\alpha\beta}(\mathbf{h}, \Omega) = \int_{t_-}^{t_+} \int_s^\infty T(\mathbf{h} + \Omega t, \mathbf{h} + \Omega s) \chi_\alpha(\mathbf{h} + \Omega s) \chi_\beta(\mathbf{h} + \Omega t) dt ds. \quad (2)$$

Из симметричности функции T получим легко проверяемое равенство

$$\int_{H(\Omega)} \eta_{\alpha\beta}(\mathbf{h}, \Omega) d\mathbf{h} = \int_{H(-\Omega)} \eta_{\beta\alpha}(\mathbf{p}(\mathbf{h}), -\Omega) d\mathbf{h}, \quad \text{где}$$

$\mathbf{p}(\mathbf{h})$ – проекция $H(\Omega)$ на $H(-\Omega)$. Таким образом, матрица $\Gamma = (\Gamma_{\alpha\beta})$ симметрична, где элементы матрицы Γ определены как

$$\Gamma_{\alpha\beta} = (4\pi)^{-1} \int_{\Omega} \int_{H(\Omega)} \eta_{\alpha\beta}(\mathbf{h}, \Omega) d\mathbf{h} d\Omega.$$

Легко видеть, что известная формула для ВПС в этих терминах записывается как [1] $P_{\alpha\beta} = \sigma_\beta \Gamma_{\alpha\beta} / V_\alpha$, где σ_β – полное макроскопическое сечение в зоне номер β .

Символом $Q(\mathbf{r}, \Omega)$ обозначается обобщенный источник, т.е. совокупность внешнего источника, генерации деления и рассеяния в точке (\mathbf{r}, Ω) . Аналогично $c(\mathbf{r}, \Omega)$ – плотность столкновений, а $\Phi(\mathbf{r}, \Omega)$ – поток. В этих терминах плотность столкновения записывается как [1]

$$c(\mathbf{r}, \Omega) = \sigma(\mathbf{r}) \Phi(\mathbf{r}, \Omega), \quad \Phi(\mathbf{r}, \Omega) = \int_0^\infty T(\mathbf{r}, \mathbf{r} - \Omega t) Q(\mathbf{r} - \Omega t) dt. \quad (3)$$

2. Трехмерные формулы общего вида для бесконечных поляичеек

Обозначим через ψ_l ($l = 0, 1, 2, \dots$) некоторый набор попарно ортогональных функций на единичной сфере, нормированных равенством

$$\int_{\Omega} (\psi_l)^2 d\Omega = 4\pi. \quad \text{Предположим, что источник}$$

представлен разложением

$$Q(\mathbf{r}, \Omega) = \sum_{\alpha, \mu} q_{\alpha\mu} \psi_\mu(\Omega) \chi_\alpha(\mathbf{r}).$$

Из формул (2) и (3) нетрудно получить, что в зоне β интеграл плотности столкновений по объему зоны равен

$$\begin{aligned}
c_\beta(\Omega) &= \int_{Z_\beta} c(\mathbf{r}, \Omega) d\mathbf{r} = \\
&= \sigma_\beta \sum_\alpha \int_{H(\Omega)} \eta_{\alpha\beta}(\mathbf{h}, \Omega) \sum_\mu q_{\alpha\mu} \psi_\mu(\Omega) d\mathbf{h} = \\
&= \sigma_\beta \int_{H(\Omega)} \sum_{\alpha, \mu} \eta_{\alpha\beta}(\mathbf{h}, \Omega) \psi_\mu(\Omega) q_{\alpha\mu} d\mathbf{h}.
\end{aligned}$$

Ортогонально спроектируем функцию $c(\mathbf{r}, \Omega)$ на конечномерное подпространство, натянутое на базис $\psi_\lambda \chi_\beta$. При этом $\|\psi_\lambda\|^2 = 4\pi$, а $\|\chi_\beta\|^2 = V_\beta$, где V_β – объем зоны β . Получим

$$H_{\alpha\beta\mu\lambda} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \int_{H(\Omega)} \psi_\mu(\Omega) \psi_\lambda(\Omega) \eta_{\alpha\beta}(\mathbf{h}, \Omega) d\mathbf{h} d\Omega. \quad (5)$$

2.1. *Соотношения между компонентами тензора.* Компоненты тензора \mathbf{H} обладают следующими симметриями:

$$H_{\alpha\beta\lambda\mu} = H_{\alpha\beta\mu\lambda}; \quad (6)$$

$$H_{\alpha\beta\lambda\mu} = H_{\beta\alpha\lambda\mu}, \quad (6a)$$

если ψ_μ и ψ_λ – обе четные функции от Ω или обе нечетные;

$$H_{\alpha\beta\lambda\mu} = -H_{\beta\alpha\lambda\mu}, \quad (6b)$$

$$4\pi H_{\alpha\beta\mu\lambda} = \int_{\Omega} \int_{H(\Omega)} \psi_\mu(\Omega) \psi_\lambda(\Omega) \int_{t_1}^{t_2} \int_{s_1}^{s_2} T(\mathbf{y}, \mathbf{x}) \chi_\alpha(\mathbf{x}) \chi_\beta(\mathbf{y}) dt ds d\mathbf{h} d\Omega,$$

где $\mathbf{x} = \mathbf{h} + \Omega\mathbf{s}$, $\mathbf{y} = \mathbf{h} + \Omega\mathbf{t}$. Замена переменных интегрирования дает

$$4\pi H_{\alpha\beta\mu\lambda} = \int_{Z_\alpha} \int_{Z_\beta} \psi_\mu(\Omega) \psi_\lambda(\Omega) \int_0^\infty T(\Omega t, 0) \chi_\beta(\mathbf{x} + \Omega t) dt d\Omega d\mathbf{x}.$$

Просуммируем это равенство по индексу β с весами σ_β . Тогда после перенесения суммирования на самый внутренний уровень внутренний интеграл будет иметь следующее значение:

$$\begin{aligned}
&\int_0^\infty T(\Omega t + \mathbf{x}, \mathbf{x}) \sum_\beta \sigma_\beta \chi_\beta(\mathbf{x} + \Omega t) dt = \\
&= \int_0^\infty T(\Omega t + \mathbf{x}, \mathbf{x}) \sigma(\Omega t + \mathbf{x}, \mathbf{x}) dt = -\int_0^\infty dT(\Omega t + \mathbf{x}, \mathbf{x}) = 1.
\end{aligned}$$

Подстановка в предыдущую формулу для компонент тензора даст, учитывая нормировку и ортогональность функций ψ_α ,

$$\begin{aligned}
&\sum_\beta \sigma_\beta H_{\alpha\beta\mu\lambda} = \\
&= (4\pi)^{-1} \int_{Z_\alpha} \int_{Z_\beta} \psi_\mu(\Omega) \psi_\lambda(\Omega) d\Omega d\mathbf{x} = V_\alpha \delta_{\mu\lambda}, \quad (7)
\end{aligned}$$

где $\delta_{\alpha\beta}$ есть символ Кронекера, равный единице при $\alpha = \beta$ и нулю при разных индексах. Символ

приближение $c(\mathbf{r}, \Omega)$, представленное формулой $\sum_{\lambda, \beta} c_{\beta\lambda} \psi_\lambda \chi_\beta$, где

$$c_{\beta\lambda} = \frac{1}{4\pi V_\beta} \int_{\Omega} c_\beta(\Omega) \psi_\lambda(\Omega) d\Omega. \text{ Таким образом,}$$

$$c_{\beta\lambda} = \frac{\sigma_\beta}{V_\beta} \sum_{\alpha, \mu} H_{\alpha\beta\mu\lambda} q_{\alpha\mu}, \quad (4)$$

где компоненты $H_{\alpha\beta\mu\lambda}$ тензора \mathbf{H} определяются соотношением

если одна из ψ четная, а другая нечетная.

В случае системы, занимающей все пространство, компоненты тензора удовлетворяют равенствам, аналогичным равенству единице суммы P_{ij} по индексу j в обычном ВПС.

Подставив в формулу (5) выражение (2), получим следующее равенство:

V_α обозначает объем области Z_α .

2.2. *Соотношения между компонентами при симметрии системы.* Компоненты тензора \mathbf{H} в симметричной системе связаны друг с другом дополнительными соотношениями. Предположим, что рассчитываемая система имеет однородную симметрию, т.е. существует ортогональное преобразование \mathbf{U} такое, что любая функция f , описывающая систему, обладает свойством $f(\mathbf{U}\mathbf{r}) = f(\mathbf{r})$ для любой точки \mathbf{r} . В этом случае выполняется равенство $\eta_{\alpha\beta}(\mathbf{h}, \Omega) = \eta_{\alpha\beta}(\mathbf{U}\mathbf{h}, \mathbf{U}\Omega)$.

В формуле (5) сделаем замену Ω на $\mathbf{U}\Omega$. Получим выражение

$$H_{\alpha\beta\mu\lambda} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \int_{H(\mathbf{U}\Omega)} \psi_\mu(\mathbf{U}\Omega) \psi_\lambda(\mathbf{U}\Omega) \eta_{\alpha\beta}(\mathbf{h}, \mathbf{U}\Omega) d\mathbf{h} d\Omega.$$

Заменив \mathbf{h} на $\mathbf{U}\mathbf{h}$, получим цепочку равенств

$$\begin{aligned}
H_{\alpha\beta\mu\lambda} &= \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \int_{H(\Omega)} \psi_{\mu}(U\Omega) \psi_{\lambda}(U\Omega) \eta_{\alpha\beta}(Uh, U\Omega) dh d\Omega = \\
&= \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \int_{H(\Omega)} \psi_{\mu}(U\Omega) \psi_{\lambda}(U\Omega) \eta_{\alpha\beta}(h, \Omega) dh d\Omega = \\
&= \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \psi_{\mu}(U\Omega) \psi_{\lambda}(U\Omega) \int_{H(\Omega)} \eta_{\alpha\beta}(h, \Omega) dh d\Omega.
\end{aligned}$$

Если пространство, натянутое на выбранный набор угловых гармоник, инвариантно относительно преобразования U и существует квадратная матрица $A = (a_{\mu}^k)$, для которой выполняется условие $\psi_{\mu}(U\Omega) = \sum_k a_{\mu}^k \psi_k(\Omega)$, где

$$H_{\alpha\beta\mu\lambda} = \sum_k \sum_{\nu} a_{\mu}^k a_{\lambda}^{\nu} H_{\alpha\beta k\nu}. \quad (8)$$

3. Двумерные формулы для полячек

Под двумерной понимается система, однородная по оси Z (рис. 1). Под контейнером двумерной системы будет пониматься некоторая фигура K на плоскости OXY .

Ей в трехмерном пространстве можно поставить в соответствие замкнутую область $\{(x, y, z) : \xi(x, y) \leq z \leq [\xi(x, y) + 1]\}$, где ξ , вообще говоря, любая функция, а (x, y) лежит в K . Подобная функция также определяет трехмерные пересечения контейнера с зонами $\{(x, y, z) : (x, y) \in Z_{\alpha}, \xi(x, y) \leq z \leq [\xi(x, y) + 1]\}$.

В действительности нет нужды рассматривать произвольные функции ξ , достаточно ограничиться линейными. Важно то, что при интегрировании для получения компоненты $H_{\alpha\beta\lambda\mu}$ можно для каждого Ω выбирать свою функцию ξ . Наиболее естественна линейная функция вида

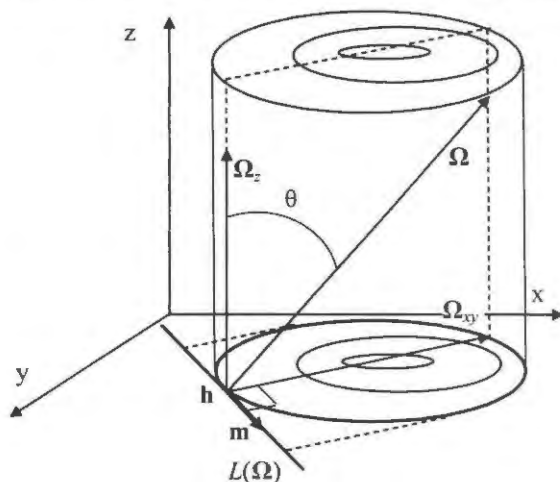


Рис. 1. Проведение лучей для двумерной системы

$$\xi(x, y) = (x\Omega_x + y\Omega_y) \Omega_z / (\Omega_x^2 + \Omega_y^2) + \text{const.}$$

При таком выборе функции $\xi(x, y)$ вектор Ω оказывается параллелен верхнему и нижнему основаниям трехмерного контейнера, а пересечение плоскостей оснований с OXY перпендикулярно Ω (рис. 2).

Обозначим через $L(\Omega)$ прямую в плоскости OXY , перпендикулярную Ω и расположенную так, что вся область K лежит в полуплоскости, куда направлен вектор $(\Omega_x, \Omega_y, 0)$. На рис. 2 прямая $L(\Omega)$ проходит через точку h и ее направление задается вектором m . Тогда можно подобрать константу в формуле для ξ так, что плоскость, содержащая прямую $L(\Omega)$ и вектор Ω , совпадает с нижним основанием контейнера (рис. 2).

На рис. 3 показано сечение системы плоскостью, проходящей через точку h , вектор Ω и направление OZ . Интегрирование по $H(\Omega)$ сводится к интегрированию по полосе в плоскости, проходящей через $L(\Omega)$ и перпендикулярной Ω .

Как видно из рис. 3, ширина этой полосы есть $\sin\theta$, где θ — полярный угол, т.е. $\Omega_x = \sin\theta \cos\varphi$, $\Omega_y = \sin\theta \sin\varphi$, $\Omega_z = \cos\theta$.

Из однородности по высоте следует, что интеграл зависит лишь от проекции точки полосы на $L(\Omega)$. Таким образом,

$$\int_{H(\Omega)} \eta_{\alpha\beta} dh = \sin\theta \int_{L(\Omega)} \eta_{\alpha\beta} d\rho, \quad \rho \in L(\Omega). \quad (9)$$

При этом в формуле для $c_{\beta\lambda}$ под объемом V_{β} понимается площадь проекции Z_{β} на OXY . В дальнейшем любая функция ψ_{μ} имеет вид

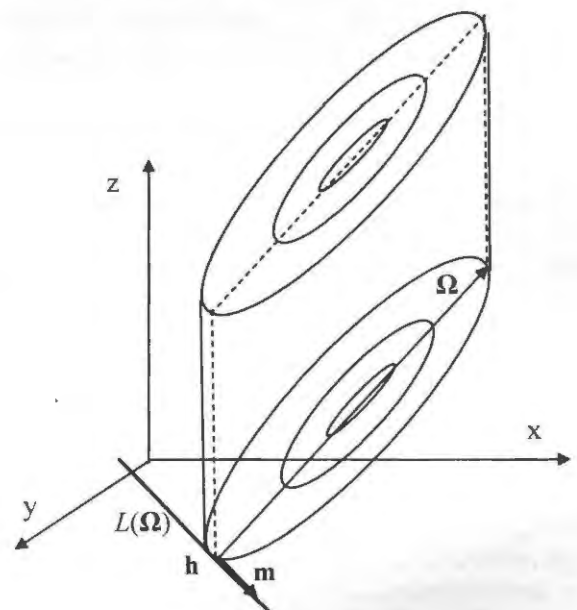


Рис. 2. Проведение лучей для двумерной системы, основания контейнера параллельны Ω

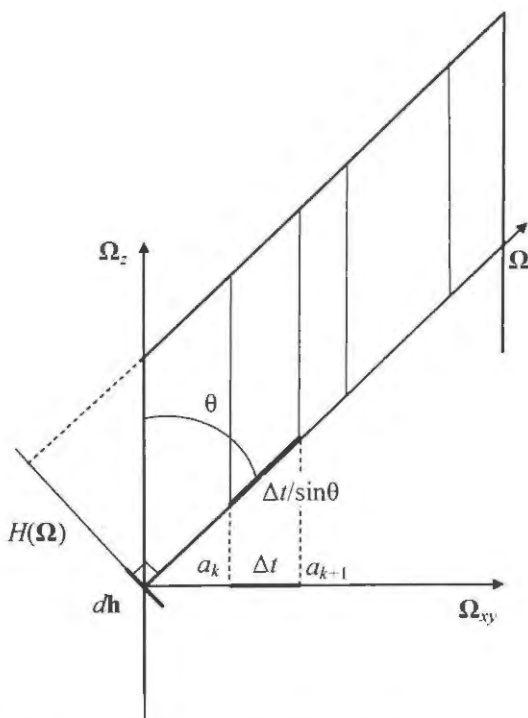


Рис. 3. Проведение лучей для двумерной системы, вид сбоку

$$\Psi_{\mu}(\Omega) = \Psi_{\mu}(\theta, \varphi) = \Psi_{\mu\theta}(\theta) \Psi_{\mu\varphi}(\varphi). \quad (10)$$

Аналитическое взятие интегралов превращает $\eta(\mathbf{h}, \Omega)$ в суммы следующим образом.

При $\alpha = \beta$, $k = l$ и $a_k = b_l$ получается выражение $(\sigma_{\alpha})^{-2} (\sigma_{\alpha}(a_k - a_{k-1}) - 1 + \exp(-\tau_k))$.

Обозначим полученные выражения через

$$H_{\alpha\beta\mu\lambda} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta \int_{H(\Omega)} \Psi_{\mu\varphi}(\varphi) \Psi_{\lambda\varphi}(\varphi) \Psi_{\mu\theta}(\theta) \Psi_{\lambda\theta}(\theta) \sum_{k,l} g_{kl}(\mathbf{h}, \theta, \varphi) d\mathbf{h} d\theta d\varphi. \quad (11)$$

В случае двумерной системы совершенно ясно (рис. 2), что число индексов k и l в сумме зависит от начальной точки луча ρ , горизонтального направления, заданного углом φ , но не зависит от θ . Более того, из рисунка видно, что если обозначить через a_k , b_l , τ_{lk} , τ_k , τ_l величины

$$H_{\alpha\beta\mu\lambda} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \Psi_{\mu\varphi}(\varphi) \Psi_{\lambda\varphi}(\varphi) \int_{L(\varphi)} \sum_{k,l} \int_0^{\pi} \Psi_{\mu\theta} \Psi_{\lambda\theta} g_{kl}(\rho, \theta, \varphi) \sin^2 \theta d\theta d\rho d\varphi,$$

при этом прямая $L(\Omega) = L(\theta, \varphi)$ полностью определена значением φ (рис. 2).

Двумерные системы инвариантны не только относительно сдвига по оси OZ, но и относительно отражения от плоскости OXY, поэтому направление (θ, φ) эквивалентно направлению $(\pi - \theta, \varphi)$, следовательно, все функции потока частиц четны относительно $\cos \theta$.

4. Уменьшение кратности интегралов

Пересечение луча $\{\mathbf{h} + \Omega t\}$, $t \geq t_*$, с зонами образует два набора отрезков:

- $(a_0, a_1), (a_2, a_3) \dots (a_{m-1}, a_m)$ для $Z_{\alpha} \cap C$;
- $(b_0, b_1), (b_2, b_3) \dots (b_{n-1}, b_n)$ для зоны β .

Можно считать, что отрезки для каждой зоны упорядочены: $a_{2k-1} < a_{2k}$, $b_{2k-1} < b_{2k}$ для любых k . Если индексы α и β совпадают, то первый набор есть часть второго.

Ясно, что интеграл в определении функции $\eta_{\alpha\beta}$ может быть разбит на сумму интегралов, в которых интегрирование по s ведется по отрезку (a_k, a_{k+1}) , а интегрирование по t — в пределах отрезка (b_l, b_{l+1}) , причем, если $a_{k+1} \leq b_l$, что в случае $\alpha \neq \beta$ всегда выполняется, то интегрирование по t ведется по всему отрезку (b_l, b_{l+1}) .

Учитывая, что в каждой зоне макроскопическое сечение постоянно, эти интегралы могут быть взяты аналитически ([1], [2] или [3]). Так же, как в [1], определим τ_{kl} как оптический путь от точки a_k до точки b_{l-1} , τ_k — оптический путь от a_{k-1} до a_k и τ'_l — оптический путь от b_{l-1} до b_l .

Тогда при $a_k \leq b_{l-1}$ получим для члена суммы выражение

$$(\sigma_{\alpha} \sigma_{\beta})^{-1} \left(\begin{array}{l} \exp(-\tau_{kl}) - \exp(-\tau_{kl} - \tau_k) - \\ - \exp(-\tau_{kl} - \tau'_l) + \exp(-\tau_{kl} - \tau_k - \tau'_l) \end{array} \right).$$

$g_{kl}(\rho, \theta, \varphi)$, при этом положим $g_{kl} = 0$ для случая $b_l \leq a_{k+1}$.

Для трехмерного случая получается выражение

для $\theta = \pi/2$ и некоторых значений ρ и φ , то для тех же значений ρ , φ и любого θ соответствующие величины будут равны: $a_k/\sin \theta$, $b_l/\sin \theta$, $\tau_{lk}/\sin \theta$, $\tau_k/\sin \theta$, $\tau'_l/\sin \theta$. Тогда компонента тензора имеет следующий вид:

5. Формулы для функций Лежандра для двумерного случая

Так как далее будут использоваться сферические функции Лежандра, то можно сделать следующие замечания. Функции $\Psi_{\mu\varphi}$ могут быть либо $\cos(m\varphi)$, либо $\sin(m\varphi)$, либо 1. Функ-

ции $\psi_{\mu\theta}$, рассматриваемые как функции $\cos\theta$, либо четные, либо нечетные. Согласно замечанию в конце предыдущего раздела, разложение ведется лишь по четным функциям. Как уже

было видно, все величины g_{kl} четны по $\cos\theta$, т.е. для компонент тензора $g_{kl}(\pi/2 - \theta) = g_{kl}(\pi/2 + \theta)$.

Интеграл может быть записан как

$$H_{\alpha\beta\mu\lambda} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi_{\mu\varphi} \psi_{\lambda\varphi} \int_{L(\Omega)} \sum_{k,l} \int_0^{\pi/2} \psi_{\mu\theta} \psi_{\lambda\theta} g_{kl} \sin^2\theta d\theta dp d\varphi. \quad (12)$$

Напомним определения [12], необходимые для дальнейшего изложения. Для любой пары $0 \leq m \leq j$ определен присоединенный полином Лежандра $P_j^m(x)$.

При $m = j$

$$P_j^m(x) = 2j(2j-1)\dots(j+1)2^{-j}(1-x^2)^{j/2}.$$

При $m+1 = j$

$$P_j^m(x) = 2j(2j-1)\dots(j+1)2^{-j}x(1-x^2)^{(j-1)/2}.$$

При $m < j$ имеется рекуррентная формула

$$P_{j+1}^m = \frac{\left((2j+1)xP_j^m - (j+m)P_{j-1}^m \right)}{(j-m+1)}.$$

При четном m $P_j^m(x)$ есть многочлен сте-

пени j , при нечетном m $P_j^m/\sqrt{1-x^2}$ есть многочлен степени $j-1$. При четной сумме $m+j$ функция $P_j^m(x)$ четная (все степени x четные), при нечетной сумме $m+j$ функция $P_j^m(x)$ нечетная. Следовательно, для двумерных систем достаточно рассматривать лишь многочлены с четной суммой $m+j$.

Ортогональной системой функций от φ , ψ принятой ранее нормировкой, а именно, интеграл квадрата функции по сфере есть 4π , следует система функций $\psi_j^m(\theta, \varphi)$ ($0 \leq j$,

$-j \leq m \leq j$), определенная следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \psi_j^0 &= \sqrt{2j+1} \cdot P_j^0(\cos\theta) = K_j^0 P_j^0(\cos\theta) \psi_\varphi^0(\varphi), m=0; \\ \psi_j^m &= \left(\frac{2(2j+1)(j+m)!}{(j-m)!} \right)^{0.5} P_j^{-m}(\cos\theta) \cos(m\varphi) = K_j^m P_j^{-m}(\cos\theta) \psi_\varphi^m(\varphi), m < 0; \\ \psi_j^m &= \left(\frac{2(2j+1)(j-m)!}{(j+m)!} \right)^{0.5} P_j^m(\cos\theta) \sin(m\varphi) = K_j^m P_j^m(\cos\theta) \psi_\varphi^m(\varphi), m > 0, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где $K_j^m = K_j^{-m}$; $\psi_\varphi^m(\varphi) = \cos(m\varphi)$ при $m \leq 0$;
 $\psi_\varphi^m(\varphi) = \sin(m\varphi)$ при $m > 0$.

Четность или нечетность этой системы функций относительно $\cos\theta$ совпадает с четностью или нечетностью суммы $m+j$.

Далее индекс λ тензора будет заменен на пару индексов j и m , а индекс μ — на пару i и n . То, что разложение ведется лишь по четным функциям, дает ненулевой коэффициент лишь при четных $i+n$, т.е. достаточно рассматривать только четные $j+m$ и $i+n$. Формула (12) будет иметь вид

$$H_{\alpha\beta ij}^{nm} = \frac{K_i^n K_j^m}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi_\varphi^n \psi_\varphi^m \int_{L(\Phi)} \sum_{k,l} \int_0^{\pi/2} P_i^{|n|}(\cos\theta) P_j^{|m|}(\cos\theta) g_{kl} \sin^2\theta d\theta dp d\varphi. \quad (14)$$

При фиксированном θ любая величина g_{kl} представляет линейную комбинацию выражений одного из трех видов: $\exp(-\tau/\sin\theta)$, $s/\sin\theta$ или 1, причем τ , s и коэффициенты линейной комбинации не зависят от θ .

Удобно сделать следующее преобразование формул для присоединенных полиномов Лежандра. Определим функции A_k^m и B_k^m ($m \geq 0$, $k \geq 0$) равенствами

$$\begin{aligned} A_k^m(\sin\theta) &= P_{m+2k}^m(\cos\theta); \\ B_k^m(\sin\theta) \cos\theta &= P_{m+2k+1}^m(\cos\theta), \end{aligned} \quad (15)$$

где θ лежит в отрезке $[0, \pi]$.

Выражения для P_m^m и P_{m+1}^m в этих обозначениях дадут соответственно

$$\begin{aligned} A_0^m(\sin\theta) &= \left(\frac{(2m)!}{(2^m m!)} \right) \sin^m\theta; \\ B_0^m(\sin\theta) &= \left(\frac{(2m+1)!}{(2^m m!)} \right) \sin^m\theta. \end{aligned}$$

Оба эти выражения есть многочлены от $\sin\theta$.

Рекуррентная формула при $j = m + 2k + 1$ дает равенство, определяющее A_{k+1}^m ,

$$A_{k+1}^m(\sin \theta) = \frac{(2m+4k+3)(1-\sin^2 \theta)B_k^m(\sin \theta) - (2m+2k+1)A_k^m(\sin \theta)}{2k+2}.$$

При $j = m + 2k + 2$ получим

$$B_{k+1}^m(\sin \theta) = \frac{(2m+4k+5)A_{k+1}^m(\sin \theta) - (2m+2k+2)B_k^m(\sin \theta)}{2k+3}.$$

Таким образом, все функции A_k^m и B_k^m есть многочлены от $\sin \theta$. Далее в этом подразделе $\sin \theta$ будет обозначаться буквой y .

Объединяя выражения для A_0^m и B_0^m с рекуррентными формулами для A_{k+1}^m и B_{k+1}^m , получим, что $A_k^m(y)$ и $B_k^m(y)$ имеют вид произведения y^m на многочлен степени $2k$, состоящий лишь из четных степеней, т.е.

$$A_k^m(y) = y^m \sum_{v=0}^k a_{mkv} y^{2v};$$

$$B_k^m(y) = y^m \sum_{v=0}^k b_{mkv} y^{2v}.$$

Рекуррентные формулы для многочленов преобразуются в следующие равенства, определяющие коэффициенты многочленов:

$$a_{m00} = (2m!)/(2^m m!) = (2m-1)!/(2^{m-1}(m-1)!);$$

$$b_{m00} = (2m+1)!/(2^m m!) = (2m+1)a_{m00};$$

$$a_{m,k+1,0} = ((2m+4k+3)b_{mk0} - (2m+2k+1)a_{mk0})/(2k+2);$$

$$a_{m,k+1,v} = ((2m+4k+3)(b_{mkv} - b_{mkv-1}) - (2m+2k+1)a_{mkv})/(2k+2), \quad 0 < v \leq k;$$

$$a_{m,k+1,k+1} = -(2m+4k+3)b_{mkk}/(2k+2);$$

$$b_{m,k+1,v} = ((2m+4k+5)a_{m,k+1,v} - (2m+2k+2)b_{mkv})/(2k+3), \quad 0 < v \leq k;$$

$$b_{m,k+1,k+1} = (2m+4k+5)a_{m,k+1,k+1}/(2k+3).$$

(16)

Эти формулы позволяют написать элементарные программы генерации введенных многочленов. Отметим, что числа b_{mkv} используются лишь для расчета величин $a_{m,k+1,v}$. Как уже указано, необходимо интегрировать только такие произведения присоединенных многочленов Лежандра, для которых $m+j$ и $n+i$ четны, для остальных комбинаций индексов члены тензора нулевые, т.е. необходимо интегрировать только произведения вида $A_k^m A_0^n$.

Рассмотрим комбинации этих одночленов, составляющих произведения $A_k^m A_0^n$, с различными слагаемыми g_{kl} и возьмем соответствующие интегралы:

$$\int_0^{\pi/2} (\sin^2 \theta \sin^v \theta) \exp(-\tau/\sin \theta) d\theta = \text{Ki}_{v+3}(\tau);$$

$$\int_0^{\pi/2} (\sin^2 \theta \sin^v \theta / \sin \theta) d\theta = \int_0^{\pi/2} \sin^{v+1} \theta d\theta = \text{Ki}_{v+2}(0);$$

$$\int_0^{\pi/2} \sin^2 \theta \sin^v \theta d\theta = \int_0^{\pi/2} \sin^{v+2} \theta d\theta = \text{Ki}_{v+3}(0).$$

Эти интегралы представляют собой функцию Бикли, для вычисления которой при любом $v \geq 0$ есть хорошая программа.

Оценим теперь число ненулевых компонент тензора. При разложении по присоединенным полиномам Лежандра обычно рассматривают все полиномы, степень которых не превышает некоторую, заранее определенную константу, которую обозначим J , причем степени косинуса и синуса считаются у обеих функций единицей. Таким образом, получим неравенства $0 \leq |m| \leq j \leq J$, $0 \leq |n| \leq i \leq J$.

Всего имеется $1 + 3 + \dots + (2J+1) = (J+1)^2$ пар индексов (m, j) или (n, i) . Из этих пар $1 + 2 + 3 + \dots + (J+1) = (J+1)(J+2)/2$ имеют четные суммы $m+j$, а $J(J+1)/2$ — нечетные, поэтому соответствующие им функции не входят в разложение. Таким образом, каждой фиксированной паре (α, β) "пространственных" индексов соответствуют $(J+1)^2(J+2)^2/4$ ненулевые компоненты тензора \mathbf{H} . Даже если ограничиться третьим порядком разложения, получаются 100 ненулевых членов, что при большом количестве геометрических зон может привести к огромным объемам вычислений.

Легко видеть, что максимальная степень многочлена (по синусам и косинусам) встречается при $j = J$ и не зависит от m . Следовательно, потребуются таблицы функций Бикли до $\text{Ki}_{2,J+3}$ включительно. С другой стороны, рассматривая только старшие степени, легко усмотреть, что

начиная от K_{13} понадобятся все функции без пропусков, т.е. всего понадобятся $2J + 1$ таблиц функций Бикли. Однако, так как они будут рассчитаны заранее, их число не вызывает затруднений.

Заключение

Метод ВПС хорошо себя зарекомендовал для расчета систем с почти изотропными потоками. Одна из его самых привлекательных черт заключается в возможности использовать геометрию системы практически без упрощений. С другой стороны, рядом авторов [10, 11] показано для специальных геометрий, что ограничение на изотропность потока может быть частично преодолено введением разложения по углу.

В результате проведенного в настоящей работе исследования показано, что разложение потока по угловым гармоникам можно реализовать совместно с комбинаторной геометрией, причем получающиеся вычислительные методы не сложнее, чем для традиционного метода ВПС. Предложены общие формулы для углового разложения, а также формулы для трех возможных наборов гармоник с произвольным их числом в каждом наборе. В результате возникает основа для программной реализации нового метода расчета потоков нейтронов в активных зонах, более точного чем ВПС.

Данная работа выполнена при поддержке ОАО "Концерн "Энергоатом".

Список литературы

1. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
2. Askew J.R. et al. A General Description of the Lattice Code WIMS // J. of the British Nuclear Energy Society, 1966, 5(1), pp. 564–584.
3. Lazarenko A.P., Sidorenko V.D. Status and Development of Multi-Group Spectral Code TVS-M for

Preparation of Constants for BIPR-7A and PERMAK-A Codes of VVER Physical Calculations. 14th AER Symposium on VVER Reactor Physics and Reactor Safety, Sept. 13-17, Espoo, Finland, 2004.

4. Casal J.J. et al. HELIOS: Geometric Capabilities of a New Fuel-Assembly Program / Proc. Int. Topical Meeting Advances in Mathematics, Computation, and Reactor Physics, American Nuclear Society, April 28-May 2, 1991, p. 10.21-1.

5. Villarino E.A. et al. HELIOS. Angular Dependent Collision Probabilities // Nucl. Sci. Eng. 1992. V. 112, pp. 16–31.

6. Гомин Е.А., Майоров Л.В. О расчете вероятностей первых столкновений в системах со сложной геометрией // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, 8(21), с. 62.

7. Гомин Е.А. Статус MCU-4 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2006, вып. 1, с. 6–32.

8. Гуревич М.И. О вычислении вероятностей первых столкновений в ограниченных системах. Препринт ИАЭ-5122/5, 1990.

9. Гуревич М.И. О вычислении вероятностей первых столкновений в ограниченных системах для полиячеек. Препринт ИАЭ-5123/5, 1990.

10. Takeda T., Sekiya T. Anisotropic Collision Probabilities in Cell Problems // J. of Nuclear Science and Technology, December 1971, 8(12), pp. 663–672.

11. Повещенко Т.С., Шевелев Я.В. Полиномиальная аппроксимация потока нейтронов в методе вероятностей первых столкновений // Атомная энергия, 1980, т. 48, с. 80.

12. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. Формулы, Графики, Таблицы. М.: Наука, 1964.

Контактная информация об авторах статьи –
Гуревич Михаил Исаевич, г.н.с., тел.: (499)196-94-89, e-mail: gurevich@adis.vver.kiae.ru;
Калугин Михаил Александрович, нач. лаб., тел.: (499)196-98-33, e-mail: kalugin@adis.vver.kiae.ru;
Пряничников Александр Вениаминович, с.н.с., тел.: (499)196-96-43, e-mail: pryanik@adis.vver.kiae.ru;
Тельковская Ольга Всеволодовна, с.н.с., тел.: (499)196-94-89, e-mail: gurevich@adis.vver.kiae.ru;
Шкаровский Денис Александрович, нач. лаб., тел.: (499)196-94-89, e-mail: ds@adis.vver.kiae.ru

Разработка конечно-разностных уравнений, описывающих дисперсию нейтронных потоков в реакторе

Н.И. Лалетин, А.А. Ковалишин,

РНИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 05.12.2008 г.

Обсуждены различные источники неопределенности расчетных функционалов: методической, константной и технологической. Кратко представлены основы трех методик, используемых для расчета неопределенности.

Ключевые слова: реактор, дисперсия, неопределенности.

The Development of Finite-Difference Equations for Dispersion of Neutron Flux in a Reactor. N.I. Laletin, A.A. Kovalishin. RRC KI, Kurchatov Sq., 1, Moscow, 123182. The different sources of the uncertainties of calculation functionals have been discussed. There are presented briefly basic principles of three methods, which were used for uncertainties calculation.

Key words: Reactor, Dispersion, Uncertainties.

Введение

Эта работа выполнена в 2001 г. [1], но не была опубликована в открытых изданиях. Убедившись, что полученные результаты являются по-прежнему актуальными, после некоторых небольших корректировок представляем ее в виде статьи, в которой обсуждены различные источники неопределенности расчетных функционалов: методической, константной и технологической. Учет двух последних служит целью наших исследований.

Выполнен обзор различных подходов, которые разбиты на три группы. К первой относятся немногочисленные работы, где интерес сосредотачивался на вероятностных аспектах проблемы (случайное число вторичных нейтронов деления, в частности). Получены уравнения для математических ожиданий и дисперсий потоков, доведенные до реальных применений, но только для задач с малым числом нейтронов (анализ измерений, шумы и т.д.). Для той задачи, которая поставлена в рассматриваемой работе, польза такого подхода не просматривается. Во второй группе работ обсуждались вопросы переноса нейтронов в стохастических средах и почти все сводилось к разработке алгоритмов расчетов эффективных характеристик сред. Расчет дисперсий потоков не затрагивался. В третьей группе работ применялся вид теории малых возмущений (ТМВ) – использование коэффициентов чувствительности. Плюсы и минусы подхода рассмотрены в работе.

В результате анализа разработаны методы и коды для расчетов математических ожиданий и стандартов отклонений реакторных функционалов, коэффициента размножения и локального энерговыделения.

Кратко представлены основы используемых трех методик. Первая – это конечно-разностные уравнения для математических ожиданий и стандартов отклонений величин. Вторая – это методика, основанная на прямом статистическом моделировании системы, когда случайным образом разыгрываются характеристики системы и общее решение получается путем усреднения решений для различных реализаций. И третья – это применение ТМВ для получения смещений и стандартов отклонений величин. В заключение приводятся направления для дальнейшей работы.

Вопросы достаточного энергопроизводства были и остаются ключевыми для развития и существования человечества. В последние годы заметный вклад в производство энергии, по крайней мере в производство электричества, дает ядерная энергетика. Решение вопросов о праве на существование ядерной энергетике, о том, в каком районе и в каком объеме она должна развиваться, требует учета многих факторов. Среди них не последнее место занимают использование и совершенствование расчетного инструмента для анализа прогнозирования вероятности возникновения аварийных ситуаций и протекания их, если их не удалось предотвратить.

Особое значение такого инструмента для ядерной энергетике обусловлено тем, что в отличие от других энерготехнологий важнейшее значение при прогнозе ущерба от аварий связано с предсказанием возможности возникновения самых тяжелых аварий, вероятность которых весьма мала, но ущерб от них катастрофичен. Для других энерготехнологий основной ущерб связан с более частыми, но менее катастрофичными авариями. В результате прогноз

ущерба от них базируется в значительной степени на анализе опыта эксплуатации существующих установок. Для ядерной энергетики такой путь практически неприемлем: существование и совершенствование расчетного инструмента для прогноза поведения установок при эксплуатации и в аварийных ситуациях исключительно важны.

Состояние же такого инструмента в настоящее время никак нельзя считать удовлетворительным. Начнем, скажем, с неопределенности самой величины, которая используется в вероятностном анализе, – риском. По хорошему, следовало бы указать возможное удорожание стоимости единицы электроэнергии, связанное с вероятностными авариями. Это чрезвычайно сложно сделать и пока не видно, чтобы кто-нибудь такие прикидки делал. Но чтобы получить убедительные аргументы за или против при сравнении энерго-технологий и отдельных проектов, придется идти по такому пути. Применяемые теперь единицы риска (1/аварий реактор-год) весьма неопределенны. К тому же, как знают специалисты, имеющие опыт расчетов аварийных ситуаций, знание простого математического ожидания тяжелой аварии (а именно таков примерный смысл приводимых чисел риска) мало что дает, поскольку распределение вероятности, по ощущениям, чрезвычайно широко. Такая широта (дисперсия) нигде надежно не оценивалась. Приходилось только слышать о попытках оценить составляющую дисперсии, связанную с теплогидродинамическими расчетами, но она, думается, не самая главная. Для оценок распределения риска требуется инструмент оценок распределений реакторных характеристик.

Мы критически относимся к утверждениям, что можно обойти трудность оценки риска, если просто исключить тяжелые аварии (здесь имеются в виду реакторы с внутренне присущей безопасностью). На самом деле, чтобы утверждать, что такие аварии исключены, надо все-таки иметь хотя бы примерное представление о распределении риска для таких аварий. Предположим, что такая прикидка дает $\ln(r) = 12 \pm 2$ и распределение предполагается логарифмически нормальным. Тогда, действительно, хвост распределения дает 10^8 и такие аварии можно не рассматривать. Но прикидку $\ln(r)$ все же надо выполнить.

Долю нейтронно-физической части этого расчетного инструмента трудно переоценить [2]. Нейтронно-физические расчеты ядерных реакторов всегда были важны и сейчас посто-

янно совершенствуются. Но как бы они не были точны, всегда останутся источники неопределенности расчетных характеристик, и поэтому требуется иметь представление о величине неопределенностей этих характеристик. Именно для получения этого представления выполнялись и выполняются эксперименты на стендах и измерения на работающих реакторах. Этот дорогой способ однако не полностью удовлетворяет потребности исследователей даже во времена эксплуатации и чрезвычайно мало дает для оценки коридоров неопределенностей при анализе аварийных ситуаций. Поэтому желательно развивать расчетный инструмент для получения этих коридоров.

Для нейтронно-физического расчета можно выделить три важнейших источника неопределенностей расчетных характеристик. Первый связан с неточностью применяемой математической модели, назовем его методической погрешностью. Второй связан с неопределенностью знаний ядерных микроконстант – это константная составляющая. И, наконец, третий обусловлен неточностью знания нуклидного состава реакторной активной зоны. Эта неточность существует с самого начала сооружения реактора из-за технологических погрешностей и изменяется во время работы реактора в результате выгорания, температурных изменений и т.д. Назовем эту составляющую технологической.

Оценка каждой из этих составляющих требует различного подхода. В предлагаемой работе предполагается развивать расчетные инструменты для всех названных составляющих неопределенностей расчетных характеристик. Сделаем некоторые замечания по поводу трех упомянутых источников неточностей расчетных функционалов.

Относительно методической составляющей неточностей расчетных функционалов заметим, что в этом случае не стоит вопрос об оценке их дисперсий, а только о смещении значений. Действительно, ошибка при увеличении номера приближения падает или монотонно, или это падение может быть сделано монотонным, сгруппировав по два соседние по номеру приближения. Получение формулы для оценки падения ошибки с ростом приближения чрезвычайно сложно. Эту задачу можно гипотетически поставить, если при расчете используется последовательный подход, каким являются методы поверхностных псевдоисточников для расчета характеристик ячеек и поверхностных гармоник (МПГ) для расчета характеристик кассет и зоны целиком. Даже в этом случае за-

дача получения формулы для остаточного члена, подобного, например, получаемому при разложении произвольной функции по полной системе известных функций, весьма трудна и на данном этапе работы не ставится. Для большинства же используемых для реальных реакторных задач подходов, которые последовательными не являются и включают по ходу расчетов трудно оцениваемые приближения типа гомогенизации ячеек и кассет, задачу качественной оценки смещения расчетных функционалов за счет методической неточности невозможно даже представить.

Относительно составляющей неточности расчетных функционалов, связанной с неточным знанием микроконстант, уместно поставить вопросы как о смещении функционалов, так и о дисперсиях. Первый вопрос достаточно интенсивно обсуждался, но до дисперсий дело не доходило. В кратком обзоре работ чуть ниже упомянем некоторые характерные работы, посвященные этой проблеме. Специфика составляющей, связанной с микроконстантами, заключается в том, что здесь идет речь не о вероятностной природе того или иного сечения процесса, а о недостаточной точности его, извлекаемого из экспериментов. В результате отклонения какого-либо сечения, например, поглощения нейтронов ураном, будут одинаковыми в различных местах реакторной зоны. Это обстоятельство, облегчающее во многих случаях решение задачи, следует учитывать и при общем рассмотрении.

В отличие от предыдущей составляющей, связанная с неточностью знания нуклидного состава (технологическая составляющая), оценивалась лишь способом сравнения отдельных расчетных точек с соответствующими экспериментальными или полученными с помощью расчетов значениями. Понятно, что такой подход дает только примерное представление о величине этой составляющей. Относительно дисперсий, как правило, нельзя ничего сказать.

Таково состояние дел с практической оценкой неопределенности расчетных функционалов. Представим теперь краткий обзор теоретических работ, имеющих отношение к рассматриваемой проблеме.

1. Краткий обзор работ, посвященных переносу излучения с учетом стохастичности сред и вероятностной природы микропроцессов

Огромное количество работ, посвященных указанной в заголовке проблеме, разделим на три типа работ:

- в которых учитывается вероятностная природа процессов;
- по определению эффективных характеристик стохастических сред;
- использующих теорию возмущений (коэффициенты чувствительности) для оценки влияния некоторых факторов, как правило, неточностей микроконстант на величину реакторных характеристик.

1) В первом разделе упомянем интересные работы Л. Пала [3] и его последователей. Л. Пал, скрупулезно рассматривая историю прохождения нейтронов, получил уравнение для производящей функции распределения вероятности нейтронов, из которой получается как уравнение Больцмана для средней нейтронной плотности, так и уравнения более высоких моментов, в частности, дисперсии распределения. Из этих уравнений получен ряд полезных результатов, касающихся нейтронных шумов, флуктуаций выхода нейтронов в импульсных реакторах, анализа ряда экспериментов по измерению времени жизни мгновенных нейтронов. Однако для систем с большой плотностью нейтронов эта вероятностная составляющая потоков становится, как правило, малосущественной, и для проблем прохождения нейтронов в стохастических средах уравнения Пала не помогают.

С другой стороны для получения сходных уравнений подошли испанские исследователи в работе [4]. Начиная с уравнения Колмогорова (master equation), они получили уравнение Больцмана и уравнение для вторых моментов распределения. Никаких применений в упомянутой работе они не демонстрировали, и с точки зрения решения проблемы переноса в стохастических средах эти уравнения представляются тоже малообещающими.

2) Вторая группа работ, в которых рассматривались задачи переноса нейтронов в стохастических средах с целью получения тех или иных эффективных характеристик этих сред, очень велика. Стохастичность в этом контексте понимается достаточно условно, так рассматривается среда со случайно распределенными отдельными телами, но вероятности тех или иных процессов характеризуются средними величинами: микросечениями поглощения и деления, числами мгновенных и запаздывающих нейтронов и т.д. В такой постановке вопроса исходным является уравнение Больцмана. В ряде старых работ само предположение о случайно распределенных в фоновой среде отдельных включениях использовалось как прием для облегчения вычисления эффективных ха-

рактических сред вполне упорядоченных, таких как решетка стержней урана в замедлителе, например. Так, с помощью этого приема получены выражения для эффективного коэффициента диффузии в средах с пустотами [5] и в общей гетерогенной среде [6].

Более общее рассмотрение решения проблемы получения эффективных характеристик для стохастических сред выполнено в большой серии работ А.В. Степанова [7]. В этих работах рассматривалось уравнение переноса

$A\psi(x) = 0$, где A – оператор, действующий на функцию $\psi(x)$ с совокупностью переменных. Из оператора выделяется флуктуирующая часть $A(x) = B(x) - \mu(x)$, где $B(x) = \langle A(x) \rangle$,

$\langle \mu(x) \rangle = 0$. Угловые скобки означают вычисление среднего по ансамблю неоднородных сред. Вводятся далее функции Грина

$$A(x)G(x|y) = -\delta(x-y),$$

$$B(x)G_0(x|y) = -\delta(x-y).$$

Из приведенных выше соотношений получается, что

$$G(x|y) = G_0(x|y) - \int G_0(x|x')\mu(x')G(x'|y)dx'.$$

После ряда преобразований и приближений выводилось уравнение, с помощью которого удавалось получить некоторые полезные результаты, например,

$$B(x)\langle G(x|y) \rangle = -\delta(x-y) -$$

$$-\int \langle \mu(x)G_0(x|x')\mu(x') \rangle \langle G(x|y) \rangle dx'.$$

К сожалению, много получить с таким уравнением не удастся в силу сложности вычисления функции Грина для практически интересных задач.

Очень сходные уравнения получались в работах J.V. Keller [8], изучавшего прохождение волн в стохастических средах. Попытка применить такой подход к переносу нейтронов в аналогичных средах предпринята в работе M.M.R. Williams [9]. Сиова при несомненной привлекательности работ путь к решению практических задач совершенно не ясен.

В последние годы появилось большое количество работ, посвященных различным аспектам переноса излучения в стохастических средах. Достаточно подробный обзор этих работ содержится в статье G.S. Pomraning [10]. Более подробное рассмотрение этой проблемы содержится в его же книге [11]. Несмотря на большое научное значение упомянутых работ, касающихся разных задач переноса, возможность прямого использования их для решения поставленной задачи создания расчетного инструмента для оценки неопределенностей (ин-

тересующих реакторщиков) функционалов не просматривается.

3) Третья группа работ [12, 13] относится к использованию фактически некоей формы теории возмущений, а именно, к применению техники коэффициентов чувствительности. Предположим, что с достаточной точностью можно представить любой реакторный функционал в виде $K(\gamma) = K(\gamma_0) + \sum_i \frac{\partial K}{\partial \gamma_i} d\gamma_i$, где γ – вектор,

компонентами которого могут быть различные величины – микросечения, плотность нуклидов, температуры веществ и т.д.; $\partial K/\partial \gamma_i$ – функциональные производные; $d\gamma_i$ – малые изменения параметров.

Рассчитав численно величины $\partial K/\partial \gamma_i$, т.е. выполнив серию парных расчетов, где в одном расчете определяется $K(\gamma)$, а во втором $K(\gamma, \gamma_i + d\gamma_i)$, где $d\gamma_i$ должна быть малой, но не слишком, чтобы не потерять точность при вычислении разности двух близких величин, оценивались возможные неопределенности коэффициента размножения, связанные с неточностями основных микроконстант (деление и поглощение топлива, рассеяние замедлителя и т.д.).

Из этого простого изложения видим, однако, что количество параметров не должно быть большим, так как перебор пар расчетов затруднителен. Тем более подход становится утомителен, если поставить задачу учета корреляций различных параметров, т.е. вовлечь в расчет функциональные производные типа $\partial^2 K/\partial^2 \gamma_{ij}$. Дисперсии функционалов при таком подходе (без корреляций) могут быть получены, как видно из формулы

$$[K(\gamma) - K(\gamma_0)]^2 = \sum_i \left(\frac{\partial K}{\partial \gamma_i} \right)^2 (\gamma_i - \gamma_{0i})^2 = \sum_i \left(\frac{\partial K}{\partial \gamma_i} \right)^2 \sigma_{\gamma_i}^2,$$

хотя в опубликованных работах таких оценок не приходилось видеть.

Большинство работ этого направления посвящено проблеме влияния неточности знания основных микроконстант на характеристики быстрых реакторов. Это понятно, если учесть, что для подхода важна агрегированность параметров, что проще всего достичь для малой активной зоны с достаточно устойчивым распределением мощности (естественно, не в аварийных ситуациях). Основной задачей являлось не получение конкретного числа для определенного состояния той или иной установки, а определение “что есть что” для класса реакторов, позволяющее установить приоритеты, например, в уточнении величин микроконстант. Аналогичная цель ставилась и в работах [13, 14], где

рассматривались частные задачи для тепловых реакторов. Все упомянутые работы несомненно интересны и полезны, но здесь поставлена другая цель: построить конечно-разностные уравнения для описания нейтронного поля, аналогичные используемым в настоящее время, но в отличие от них эти уравнения должны давать информацию с такими же детальностью и неопределенностью реакторных величин.

2. Крупно-сеточные конечно-разностные реакторные уравнения для описания поля нейтронов с учетом неопределенности характеристик кодов

Соответствующие уравнения попытаемся построить на основе уравнений МПГ, в основе которых лежат две системы исходных уравнений. Первая система связывает характеристики подобластей (нод), вторая – различные характеристики одной ноды, т.е. фактически определяет матрицы откликов. Полагая, что эти матрицы откликов как-то определены, точнее, могут быть определены их вероятностные распределения, попробуем получить уравнения связи нод.

Вспомним, что эти уравнения получаются из условия неразрывности распределения нейтронов. Поэтому они выглядят одинаково как в случае, когда это распределение – определенная функция, так и в случае, когда это распределение представляет собой некую вероятностную функцию. Поэтому в принципе на этом этапе не теряется вероятностная составляющая дисперсии, например, связанная с вероятностным характером микропроцессов, хотя основной интерес представляет “стохастическая” составляющая, связанная с неопределенностью характеристик нод ввиду неточного знания нуклидного состава величин микросечений. Такая потеря вероятностной составляющей происходит, когда начинают рассмотрение задачи с уравнения Больцмана, которое уже определяет математическое ожидание поля в каждой точке.

Запишем начальное уравнение в символическом виде $(L+I)(\Phi+\varphi)=S+s$. Здесь в операторах и неизвестных выделены составляющие: определенные L , Φ , S и вероятностно флуктуирующие I , φ , s . При этом предполагается, что выделение происходит так, что для средних величин справедливы соотношения $\langle \varphi \rangle = 0$, $\langle s \rangle = 0$. Как будет видно, при построении итерационного процесса из этих соотношений последует $\langle I \rangle = 0$.

Смысл выписанных величин таков:

Φ – вектор амплитуд групповых поверхностных гармоник, компонента которого есть $\Phi_{g,n}$, где g – индекс группы и n – номер поверхностной гармоники; $L = A_{ij} + \sum_j B_{ij}$ – конечно-

разностный оператор, связывающий соседние ноды; A_{ij} и B_{ij} – матрицы с определенными компонентами, суммирование осуществляется по нодам j , имеющим с нодой i общую границу; φ – флуктуирующая составляющая решения;

$I = a_{ij} + \sum_j b_{ij}$ – конечно-разностный оператор с флуктуирующими компонентами; S и s – средняя и флуктуирующая компоненты источника в рассматриваемой ноды.

Разделим уравнение на две части. Одна связывает относительно медленно меняющиеся величины $L\Phi + I\varphi = S$, вторая – быстро осциллирующие $I\Phi + L\varphi = s$.

Такая процедура совпадает с той, что используется в работах [7, 8], и с тем, что называется “сглаживанием” в работах [8, 9]. В отличие от названных работ не будем записывать трудно рассчитываемые обратные операторы и функции Грина, а запишем следующую итерационную процедуру, одновременно применяя процедуру усреднения и получая

$$L\Phi^k + \langle I\varphi \rangle^{k-1} = S, \langle I^2 \rangle \Phi^{k-1} + L \langle I\varphi \rangle^k = \langle I s \rangle.$$

Второе уравнение берется таким, так как при усреднении следует тривиальное $\langle I \rangle = 0$.

Использовано также предположение о перестановочности операторов, которое в общем виде несправедливо. Но если его принять, то в таком приближении система уравнений замкнута и решение последовательно уравнений для Φ и $\langle I\varphi \rangle$ позволяет получить смещение математического ожидания для распределения нейтронов, вызванное учетом флуктуаций характеристик нодов. Каждое из этих уравнений для Φ и $\langle I\varphi \rangle$ имеет обычный вид, аналогичный системе уравнений для задачи без флуктуаций характеристик.

Действительно, хотя оператор $\langle I^2 \rangle$ включает не только дисперсии характеристик рассматриваемого ноды и корреляционные функции двух ближайших колец нод, действует этот оператор на известные из предыдущих итераций значения Φ^{k-1} и, следовательно, слагаемое в этом контексте играет роль известного источника. Это слагаемое имеет следующий вид:

$$\langle I^2 \rangle_i \Phi_i^{k-1} = \langle a_i^2 \rangle \Phi_i^{k-1} + \sum_j [\langle a_i b_j \rangle + \langle b_j a_i \rangle] \Phi_j^{k-1} + \sum_j \sum_l \langle b_j b_l \rangle \Phi_l^{k-1}.$$

Оставляя на будущее обсуждение приближения, связанного с принятием предположения о перестановочности операторов, и предложенный по преодолению такого предположения, перейдем к задаче на собственное значение. Особенных затруднений здесь не возникает. Потребуется только еще слой итераций по источнику. Запишем в этом случае систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} L\Phi^{n,k} + \langle I\phi \rangle^{n,k-1} &= S^{n-1}; \\ \langle I^2 \rangle \Phi^{n,k-1} + L \langle I\phi \rangle^{n,k} &= \langle I_s \rangle^{n-1,k}. \end{aligned} \right\}$$

Смысл индексов понятен.

Система уравнений записана с учетом того же предположения о перестановочности операторов L и I и тогда оказывается замкнутой, так как комплекс, хотя и включает характеристики различных нод, но он одинаков в первом и втором уравнениях. Поэтому записанная система решается достаточно просто и дает как средние потоки, так и собственное значение, учитывающее флуктуации характеристик нодов.

3. Крупно-сеточные конечно-разностные уравнения для дисперсий и ковариаций нейтринных потоков

Для построения уравнений для дисперсий и ковариаций используем те же исходные уравнения, которые выписаны в предыдущем разделе. Возьмем, например, уравнения

$$L\Phi + I\phi - S = 0, I\Phi + L\phi - s = 0$$

и возведем их в квадрат

$$(L\Phi + I\phi - S)^2 = 0, (I\Phi + L\phi - s)^2 = 0.$$

Получим конечно-разностные уравнения, в которых в качестве неизвестных предстанут величины дисперсии $\langle \phi_i^2 \rangle$, корреляций $\langle \phi_i \phi_j \rangle$ и, кроме того, величины вида $\langle a_i \phi_i \rangle$, $\langle a_i \phi_j \rangle$, $\langle b_i \phi_i \rangle$, $\langle b_i \phi_k \rangle$, где индекс j соответствует нодам, ближним к ноду i , а индекс k соответствует нодам следующего кольца. Проблема заключается в том, что неизвестных оказывается больше, чем записанных уравнений. Недостающие уравнения несложно получить, но при этом возникают связи все с большим количеством нод.

Для разумного сокращения системы уравнений требуется использование как условий, естественно возникающих при рассмотрении конкретных задач, так и приемлемых приближений. Так, для учета технологических неопределенностей естественно учесть короткие длины корреляций, а для учета неопределенностей знания микроконстант, когда корреляции охватывают всю зону, можно ограничить количество уравнений, приближенно оценив длину корреляции и внести ее в систему уравнений. Получив и решив такие уравнения, можно оценить

не только дисперсии энерговыделений, но и дисперсию коэффициента размножения, поскольку в уравнения входят величины, из которых можно получить необходимую дисперсию.

4. Код МПГ-ДИС для расчета вероятностных характеристик нейтринных потоков

Для получения расчетных значений неопределенностей различных функционалов разработан код с рабочим названием SHM_DISPERSION. В первую очередь на данном этапе работ код предназначен для отработки методик и технологий оперативного получения неопределенностей реакторных функционалов.

Трудность задачи заключается в отсутствии критериев, которые позволяли бы судить о точности различных приближений и о допустимости предположений самого общего характера, так как в настоящее время код SHM_DISPERSION по-видимому первый и единственный специализированный программный продукт такого уровня. В этой связи сочтено необходимым предусмотреть опцию STATISTIC для получения прецизионных результатов смещений, дисперсий, математических ожиданий и значений доверительных вероятностей. Эта опция служит для верификации более оперативных методик.

Вторая опция TSD, реализованная к настоящему моменту, основана на использовании TMB. Это более оперативный инструмент, который позволяет получать дисперсии наиболее важных функционалов. Хотя остаются подозрения, что TMB работает не во всех интересующих нас случаях.

Опция STATISTIC кода SHM_DISPERSION служит прецизионным в некотором смысле инструментом для расчета неопределенности и основана на статистическом интегрировании обратного оператора.

Рассмотрим в качестве объекта исследования кассету реактора. Групповые макросечения представляются в виде

$$\Sigma_{ikg} = \langle \Sigma_{ikg} \rangle + \xi_{ig}^1 \delta \Sigma_{ig}^1 + \xi_{ikg}^2 \delta \Sigma_{ikg}^2, \quad (1)$$

где $\langle \Sigma_{ikg} \rangle$ – среднее сечение; i – индекс процесса: деление, поглощение, перевод из группы в группу, генерация и т.д.; k – индекс ячейки; g – индекс группы; $\delta \Sigma_{ig}^1$ – неопределенность ввиду неточного знания микроконстант; t – индекс типа ячейки; $\delta \Sigma_{ikg}^2$ – неопределенность ввиду неточного знания концентраций смеси, размеров твэла и его элементов, топливного стержня, оболочки и т.д.; $\xi_{ig}^{1,2}$ – случайные величины, распределенные по какому-либо закону на интервале $[-1, 1]$.

Если в основе неопределенностей сечений разного типа лежит одна и та же причина, то корреляционное соотношение вводится следующим образом: $\xi_{ng}^1 = \xi_{i'g'}^1$, где i и i' – индексы двух коррелирующих процессов.

Далее рассматривается статистический пакет из N состояний, для каждого $n \leq N$ состояния с помощью генератора случайных чисел каждой стохастической переменной ξ (индексы опущены) присваивается свое значение. После этого используется модуль SHM_ASSEMBLER для решения задачи в кассете с определенными параметрами. Таким образом, для вычисления дисперсий практически проводится численный эксперимент, аналогичный расчету Монте-Карло для нейтронно-физической части реакторного расчета.

Необходимые статистические величины находим усреднением по всем состояниям пакета. Пусть F – интересующий нас функционал, тогда математическое ожидание этой величины

будет $M(F) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N F_n$. Дисперсия этого функ-

$$\text{цинала } \sigma = \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^N (F_n - M(F))^2}{N}}.$$

Значения доверительных вероятностей для доверительных интервалов $(0, \sigma)$, $(0, 2\sigma)$, $(0, 3\sigma)$ равны $P_i = N_i/N$. Здесь $i = 1 \dots 3$, N_i – число значений F_n из пакета, попавших в соответствующий i -й доверительный интервал. Очевидно, что при увеличении числа состояний в пакете, т.е. с ростом N , интересующие величины устремятся к своим истинным значениям.

Отметим, что используемый для расчета отдельного состояния SHM_ASSEMBLER, созданный ранее, позволяет работать как с гексагональной, так и с квадратной решетками ячеек, применяя нерегулярную сетку там, где это необходимо. Это позволяет использовать код SHM_DISPERSION для более широкого класса задач, например, для оценки неопределенностей, вызванных нарушением регулярности решетки в процессе работы кассеты.

Тем не менее на данном этапе работы опция STATISTIC рассматривается прежде всего как инструмент для получения критериев, по которым можно судить о правильности предложенных более оперативных методов получения необходимых вероятностных характеристик.

Опция TSD позволяет получать некоторые интересующие результаты, используя ТМВ. Хотя имеются основания полагать, что ТМВ не даст возможности получить все интересующие характеристики, тем не менее в некоторых слу-

чаях такой мощный и оперативный инструмент может оказаться полезным. Остается также открытым вопрос о границах применимости ТМВ на данном классе задач, который должен быть исследован. Приведем здесь формулу для получения значения дисперсии $K_{эфф}$ с помощью ТМВ.

Пусть имеется невозмущенная задача, определяемая сечениями $\langle \Sigma_{ikg} \rangle$, для которой известны прямое и сопряженное решения. Также рассмотрим множество возмущенных задач с сечениями, определенными по формуле (1). Необходимо получить дисперсию величины $K_{эфф}$, усредненную по всем параметрам ξ (индексы опущены):

$$\sigma^2 = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} (k_0 - k(\xi))^2 d\xi, \quad k_0 = M(k).$$

Здесь ξ – совокупность всех параметров, определяющих стохастическое изменение сечений; Ω – область изменения величины ξ ; k_0 – собственное значение невозмущенной задачи.

Запишем возмущенное уравнение для всего множества возмущенных операторов, определенных формулой (1):

$$L\varphi + \delta L\varphi - \frac{1}{k_0} K\varphi - \left(\delta \frac{1}{k} \right) K\varphi - \frac{1}{k_0} \delta K\varphi - \left(\delta \frac{1}{k} \right) \delta K\varphi = 0. \quad (2)$$

Уравнение для невозмущенной сопряженной задачи будет иметь вид

$$L^+ \varphi_0^+ - \frac{1}{k_0} K^+ \varphi_0^+ = 0. \quad (3)$$

Здесь φ – решение возмущенной задачи, φ_0 и φ_0^+ – решения соответственно прямой и сопряженной невозмущенных задач.

Умножим уравнение (2) на φ_0^+ , уравнение (1) на φ , вычтем одно из другого, проинтегрируем по всем переменным и, отбросив члены второго порядка малости, получим

$$\delta \frac{1}{k} = \frac{\langle \varphi_0^+ (\delta L + \frac{1}{k} \delta K) \varphi_0 \rangle}{\langle \varphi_0^+ K \varphi_0 \rangle}.$$

Используя малость параметра $\delta(1/k)$, имеем $k = k_0 + k_0^2 \delta(1/k)$; тогда выражение для дисперсии запишется в виде

$$\sigma^2 = \frac{k_0^4}{\langle \varphi_0^+ K \varphi_0 \rangle} \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} \left\langle \varphi_0^+ \left(\delta L - \frac{1}{k_0} \delta K \right) \varphi_0 \right\rangle^2 d\xi. \quad (4)$$

Это и есть искомое выражение для дисперсии $K_{эфф}$. Интеграл, входящий в (4), берется аналитически. Так, например, в случае равномерного распределения ξ используются формулы $\int_{-1}^1 \xi^2 d\xi = 2/3$, $\int_{-1}^1 \xi_i d\xi = 0$.

Явный вид подынтегрального выражения для гексагональной геометрии будет

$$I = \left(\sum_{n=1}^N \sum_{g=1}^G \Phi_{n,g}^+ \left(\frac{4}{3h^2} \sum_{l=1}^6 \left(\frac{D_l^2}{(D_l + D_n)^2} \delta D_{g,n} \xi_{ng}^D + \frac{D_n^2}{(D_l + D_n)^2} \delta D_{g,l} \xi_{lg}^D \right) (\Phi_{n,g} - \Phi_{l,g}) + \delta \Sigma_{n,g}^{\text{rem}} \xi_{n,g}^{\text{rem}} \Phi_{n,g} - q_{k,g}^{\text{sf}} \right) \right)^2,$$

где $\Sigma_{n,g}^{\text{rem}}$ – сечение увода из группы; $q_{k,g}^{\text{sf}} = \sum_{g'=1}^G \delta \Sigma_n^{g' \rightarrow g} \xi_{n,g'}^{\text{sgg}'} \Phi_{n,g'} + \chi_g \sum_{g'=1}^G \delta \nu_{g'} \Sigma_{n,g'}^f \xi_{ng'}^f \Phi_{n,g'}$; смысл индексов тот же,

что и выше.

Модельные задачи. В качестве объектов исследования выбраны кассеты существующих ВВЭР-1000, ВВЭР-440 и перспективного реактора БРЕСТ-300 (А31). Средние значения сечений ячеек $\langle \Sigma_{ikg} \rangle$ получены по программе SVL. Проводились расчеты смещения и дисперсии $K_{\text{эфф}}$, распределения дисперсии и смещения энерговыделения.

Пусть $\delta \Sigma_{ng}^1$ – максимально возможное отклонение сечения от среднего и $\delta \Sigma_{ng}^1 / \langle \Sigma_{ikg} \rangle = 0,01$; ξ_{ng}^1 – случайные величины, распределенные равномерно на интервале $(-1, 1)$.

Для каждой кассеты сформулированы следующие задачи.

Для задачи 1. $\Sigma_{ikg} = \langle \Sigma_{ikg} \rangle + \xi_{ng}^1 \delta \Sigma_{ng}^1$ для всех сечений: поглощения, деления, генерации и т.д.; одинаковый закон изменения для ячеек одного типа. Моделирование неточного знания групповых сечений.

Для задачи 2. Свой закон распределения для каждой ячейки. Моделирование неточного знания концентраций материалов.

Для задачи 3. То же, что и для задачи 1, но введена корреляция между групповыми сечениями генерации и поглощения, так что их отношение остается постоянным. Моделирование неточного знания групповых сечений при условии, что в сечения введены корреляции для достижения согласия с интегральными экспериментами.

Для задачи 4. Комбинация задач 3 и 2, неточное знание сечений и концентраций с корреляцией между групповыми сечениями генерации и поглощения.

Более или менее детальный анализ результатов отложим на время, когда будут использованы реалистичные исходные данные. Сейчас же обратим внимание на значительные σ для $K_{\text{эфф}}$ и малые σ для энерговыделений в задаче 1. В этой задаче для всех сечений: поглощения, деления, генерации и т.д. одинаковый закон изменения для ячеек одного типа. Моделирование неточного знания групповых сечений.

Так как во всех рассмотренных задачах кассеты достаточно однородные, то изменение сечений приводит к малому изменению формы поля, а коэффициент размножения меняется заметно.

Наоборот, в задаче 2 видим малое изменение σ для $K_{\text{эфф}}$ и значительное для энерговыделений. По условиям задачи свойства ячеек имеют заметные некоррелированные флуктуации, которые, однако, приводят к пренебрежимо малому изменению коэффициента размножения.

Результаты расчетов математических ожиданий, смещений и стандартов отклонений для $K_{\text{эфф}}$ представлены в табл. 1...4. Обозначения в таблицах:

K_{∞} – собственное значение, полученное для средних составов; $\text{err}K_{\infty}$ – смещение K_{∞} , %;

$\langle K_{\infty} \rangle$ – усредненное по всем случайным величинам собственное значение; σ – стандарт отклонения, % , $\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^N [(\langle K_{\infty} \rangle - K_{\infty}^i)^2 / N]} \cdot 100$;

P1 – доверительная вероятность для интервала $(0, \sigma)$; P2 – доверительная вероятность для интервала $(0, 2\sigma)$; P3 – доверительная вероятность для интервала $(0, 3\sigma)$.

Результаты распределения смещений и стандартов для энерговыделений показаны на рис. 1...6. Нормировка выбрана так, что среднее энерговыделение по кассете равно единице.

Таблица 1. Результаты расчета кассеты ВВЭР-1000

№	K_{∞}	$\text{err}K_{\infty}$, %	$\langle K_{\infty} \rangle$	σ , %	P1	P2	P3
1	1,37767	-0,002	1,37765	0,92	0,67	0,96	1,0
2	1,37767	-0,006	1,37758	0,007	0,57	1,00	1,0
3	1,37767	-0,005	1,377598	0,17	0,66	0,96	1,0
4	1,37767	-0,003	1,377625	0,17	0,65	0,96	1,0

Таблица 2. Результаты расчета кассеты ВВЭР-440

№	K_{∞}	$\text{err}K_{\infty}$, %	$\langle K_{\infty} \rangle$	σ , %	P1	P2	P3
1	1,17326	-0,014	1,17309	0,85	0,65	0,97	1,0
2	1,17326	-0,0016	1,17324	0,002	0,52	1,00	1,0
3	1,17326	-0,009	1,17315	0,14	0,65	0,97	1,0
4	1,17326	-0,007	1,17317	0,14	0,65	0,97	1,0

Таблица 3. Результаты расчета кассеты БРЕСТ-300(А31)

№	K_{∞}	$\text{err}K_{\infty}$, %	$\langle K_{\infty} \rangle$	σ , %	P1	P2	P3
1	1,16736	-0,006	1,167295	0,50	0,67	0,96	1,0
2	1,16736	-0,0005	1,167366	0,014	0,68	0,95	1,0
3	1,16736	-0,003	1,167324	0,11	0,67	0,96	1,0
4	1,16736	0,0003	1,167363	0,11	0,67	0,96	1,0

Таблица 4. Результаты сравнения стандартов $K_{эфф}$, полученных по опциям STATISTIC и TSD

№	σ, %, STATISTIC			σ, %, TSD		
	ВВЭР-1000	ВВЭР-440	БРЕСТ-300	ВВЭР-1000	ВВЭР-440	БРЕСТ-300
1	0,92	0,85	0,50	0,93	0,85	0,49
2	0,006	0,002	0,014	0,002	0,001	0,014
3	0,17	0,14	0,11	0,17	0,14	0,11
4	0,17	0,14	0,11	0,17	0,14	0,11

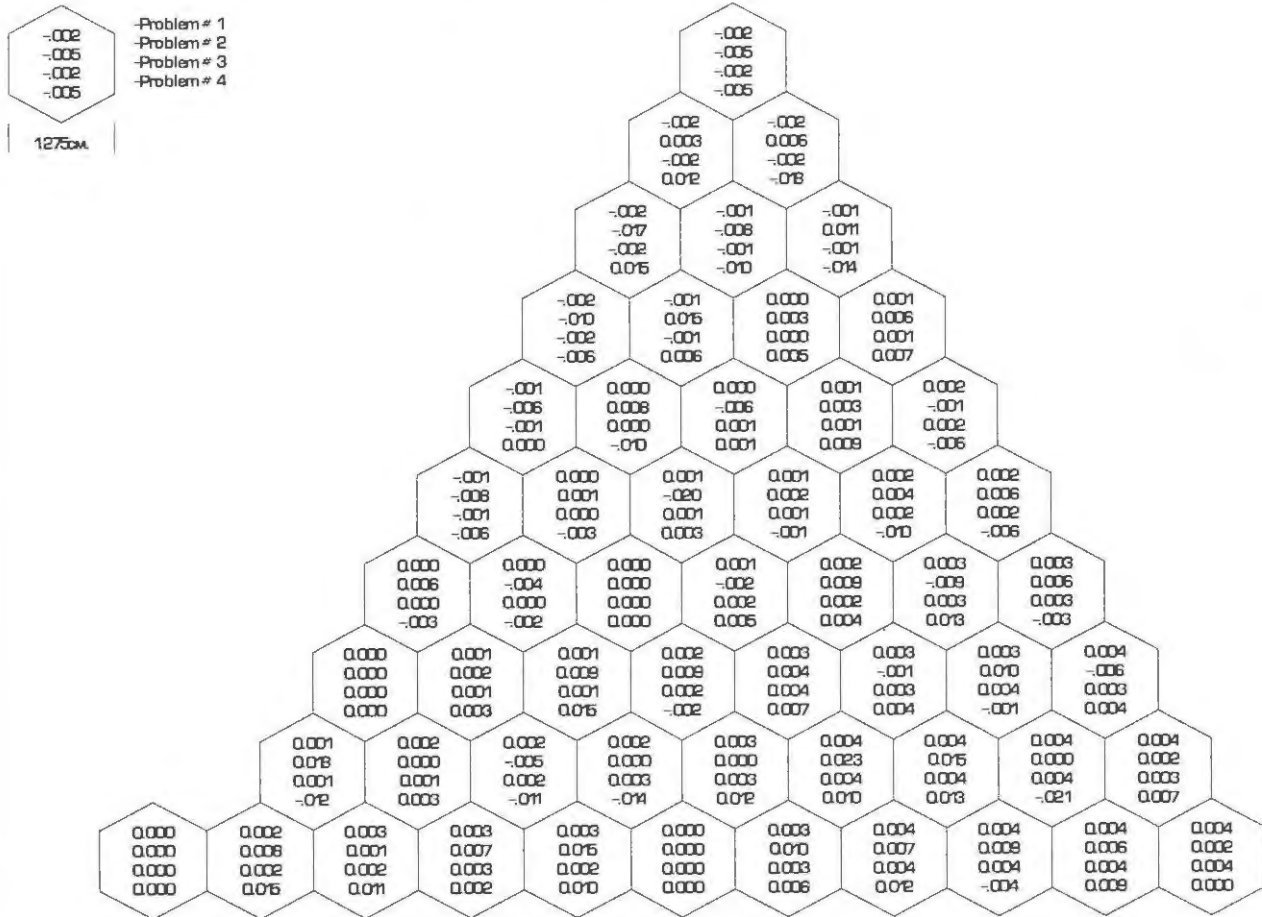


Рис. 1. Распределение смещения относительного энерговыделения в кассете ВВЭР-1000 для различных задач. Сектор симметрии 60°

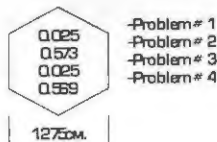
Заметим, что расчеты проводились для кассет целиком, однако на рисунках представлены лишь соответствующие сектора симметрии.

Обозначения на рисунках: смещение энерговыделения в i -й ячейке $(1 - w_i^0 / \langle w_i \rangle) \cdot 100\%$, где w_i^0 – значение энерговыделения в i -й ячейке, полученное для средних составов; $\langle w_i \rangle$ – усредненное по всем случайным величинам значение энерговыделения в i -й ячейке; σ – стандарт отклонения, %.

Заключение

Наравне с кратким обзором работ, где рассматривались различные аспекты влияния не-точности знания исходных параметров среды на величины нейтронно-физических характери-

стик, изложен коротко путь наиболее привлекательного решения проблемы. Хотелось бы поставить задачу вывести нейтронно-физический расчет на новый этап, на котором расчет должен давать результат с оценкой его стандарта отклонения. Также как результат фундаментального физического эксперимента не может быть принят без указания пределов погрешности, так и нейтронно-физическому расчету реакторов пора выходить на аналогичный уровень. Задача непростая. Расчетом характеристик реакторов занимается большое количество исследователей – одни занимаются усовершенствованием расчетов ячеек, другие – кассет, третьи – зоны целиком и т.д. Аналогичные работы следует выполнить и на новом этапе развития нейтронно-физических расчетов.



1275см.

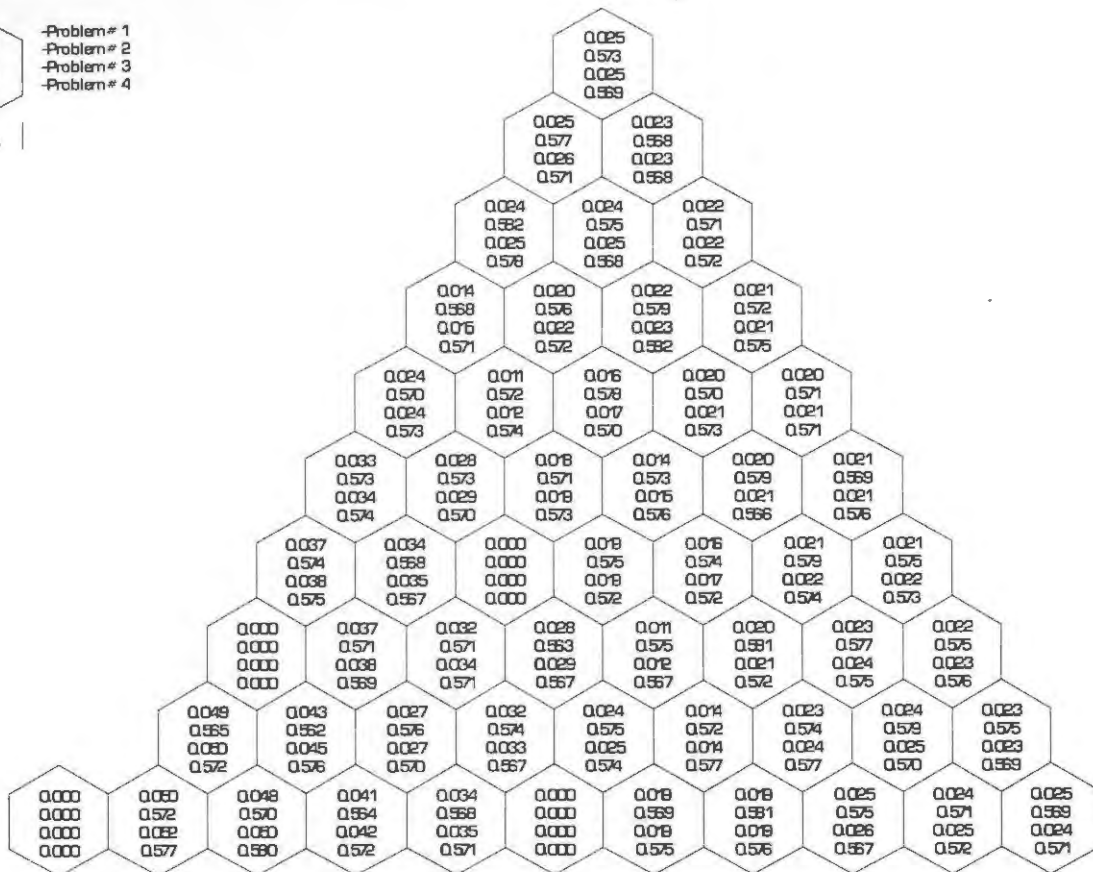
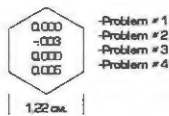


Рис. 2. Распределение стандарта отклонения в % относительного энерговыделения в кассете ВВЭР-1000 для различных задач. Сектор симметрии 60°



1,22 см.

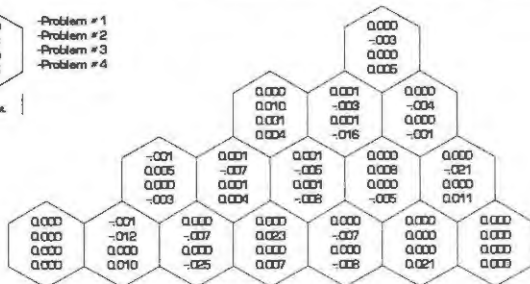
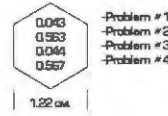


Рис. 3. Распределение смещения относительного энерговыделения в кассете ВВЭР-440 для различных задач. Сектор симметрии 30°



1,22 см.

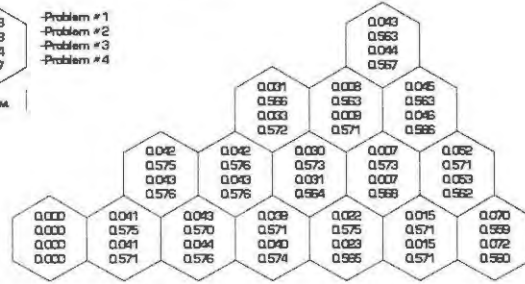


Рис. 4. Распределение стандарта отклонения в % относительного энерговыделения в кассете ВВЭР-440 для различных задач. Сектор симметрии 30°

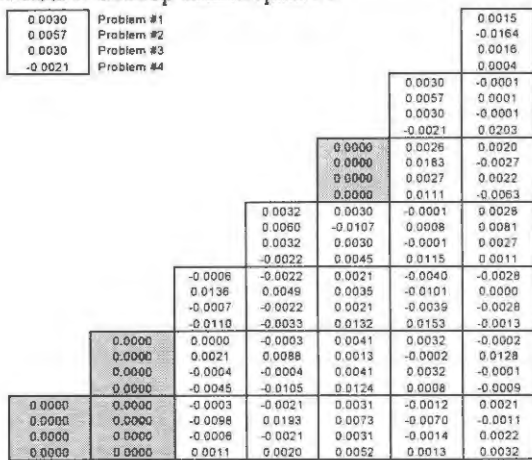


Рис. 5. Распределение стандарта отклонения относительного энерговыделения в кассете БРЕСТ-300 для различных задач. Сектор симметрии 45°

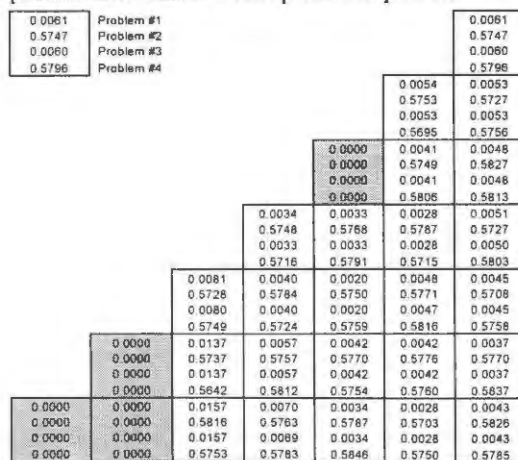


Рис. 6. Распределение смещения в % относительного энерговыделения в кассете БРЕСТ-300 для различных задач. Сектор симметрии 45°

Список литературы

1. Лалетин Н.И., Ковалишин А.А., Султанов Н.В. Создание основ расчетного инструмента для определения неопределенности нейтронно-физических характеристик активной зоны ядерных реакторов. Отчет РНЦ КИ по Госконтракту 1.01.19.19.01.010 от 02.04.2001, 11.12.2001 г.
2. Лалетин Н.И. Перспективы ядерной энергетики России // Конверсия в машиностроении, 1997, № 6, с. 33.
3. Пал Л. Вероятностная теория цепных реакций в ядерных реакторах. III Женевская конференция, 1964, A/conf.28/P/652.
4. Munoz J.L.-Cobo et al. Evolution equations for two-point correlation functions in stochastic multiplicative media from a master equation theory. Physor-2000, pp. 574, 2000.
5. Behrens D.J. // Proc. Phys. Soc. 1949, A62, p. 607.
6. Лалетин Н.И. Ослабление излучения в гетерогенных защитах. Сб. Вопросы физики защиты, 1962, с. 119.
7. Степанов А.В. Макроскопическая теория переноса нейтронов в гетерогенных средах. Докт. диссертация, Москва, 1971.
8. Keller J.B. / Proc. Symp. Appl. Math., 13, Amer. Math. Soc., Providence, RI, 1962.
9. Williams M.M.R. // Nucl. Sci. Eng. 2000, V.136, pp. 34-58.
10. Pomraning G.C. // Trans.Theory and St. Ph. 1998, V. 27, № 5-7, pp. 405-443.
11. Pomraning G.C. Linear Kinetic Theory and Particle Transport in Stochastic Mixtures, World Scientific, Singapore, 1991.
12. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. О совокупном использовании интегральных и дифференциальных измерений в проблеме ядерных данных для реакторов. Нейтронная Физика, ч. II, с. 139. Мат. Всес. совещания, Киев, 24-28 мая 1971 г. См. там предыдущую литературу.
13. Лалетин Н.И. Чувствительность коэффициента использования тепловых нейтронов к вариациям макроскопических сечений. Там же, с. 176.
14. Труханов Г.Я. Влияние изменений в микроскопических сечениях на интегральные характеристики спектра тепловых нейтронов. Там же, с. 181.
15. Laletin N.I., Sultanov N.V., Kovalishin A.A. On the influence of differences between various group micro-constant libraries and between different transport options on calculation results for cells and subassemblies of VVER-1000 reactor / In.: Proc. PHYSOR 2004, Chicago, Illinois, Apr. 25-29, 2004, on CD-ROM, ANS, Langrange Parc, II.

Контактная информация об авторах статьи –
Ковалишин Алексей Анатольевич, нач. лаб., тел:
+7(499)196-95-34; e-mail: kaa@adis.vver.kiae.ru;
Лалетин Николай Ильич, з.н.с., тел: +7(499)196-95-
34; e-mail: nil@adis.vver.kiae.ru

УДК 621.039.5

Статус пакета прикладных программ MCUFSP

М.А. Калугин,

РНЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 11.02.2009 г.

Описан пакет MCUFSP прикладных программ, в котором для решения транспортного уравнения переноса нейтронов используется метод вероятностей первых столкновений. Описаны применяемые библиотеки констант и реализованные алгоритмы, охарактеризованы возможности модулей пакета MCUFSP и собранных из них рабочих программ, приводятся примеры практических задач, для решения которых используются эти программы.

Ключевые слова: вероятности первых столкновений, интегральное транспортное уравнение, анизотропия рассеяния, нейтронно-физические характеристики, малогрупповые константы, выгорание.

A Status of the Applied Code Package MCUFSP. M.A. Kalugin. RRC.KI, Kurchatov Sq., 1, Moscow, 123182. A status of the applied code package MCUFSP is described. A first collision probabilities method is used in MCUFSP for the integral transport equation solving. The constants libraries and the modules capabilities are described as well as the working codes which are built from these modules. The practical problems are mentioned for which these working codes are used.

Key words: First Collision Probabilities, Integral Transport Equation, Scattering Anisotropy, Neutron-Physical Characteristics, Few Group Constants, Burnup.

1. Метод вероятностей первых столкновений

Метод вероятностей первых столкновений (ВПС) [1] является одним из методов повышенной точности, который используется для

решения интегрального транспортного уравнения переноса нейтронов в многогрупповом представлении. Идея метода состоит в том, что если для каждой энергетической группы известны ВПС в зоне j для нейтронов, родившихся

ся или испытывавших предыдущее рассеяние в зоне i , то дальнейшее нахождение пространственного распределения нейтронов в системе сводится к решению интегрального уравнения переноса нейтронов, представляемого в виде системы линейных неоднородных уравнений. Для решения таких систем уравнений разработаны современные быстродействующие алгоритмы, решающие, особенно при использовании на многопроцессорных компьютерах, задачи с числом неизвестных 10 000 и более за разумные времена. В приближении плоских потоков и изотропности источников и рассеяния ВПС определяются по следующей формуле [1]:

$$P_{ij} = \frac{\Sigma_j}{V_i V_j} \int_{V_i} d\mathbf{r} \int_{V_j} d\mathbf{r}' \frac{e^{-\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}}{4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2},$$

где V_i, V_j – объемы зон с номерами i и j , см³; Σ_j – полное макроскопическое сечение в зоне j , см⁻¹; $\tau(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – оптический путь между точками \mathbf{r}' и \mathbf{r} .

Основная задача метода заключается в вычислении самих ВПС. Для одномерной цилиндрической геометрии традиционно применяется одна из разновидностей метода Карлвика, впервые опубликованного в трудах 2-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии [2]. Для кольцевых зон такой системы в предположении азимутальной однородности и изотропности рассеяния ВПС определяются по квадратурным формулам. Данный метод развит и реализован в таких известных программах, как WIMS [3], HELIOS [4], ТВС-М [5] и др.

Отметим, что для учета анизотропии рассеяния в перечисленных программах применяется транспортное приближение. В этих программах ВПС вычисляются в элементарных ячейках различной формы: квадратной, гексагональной, прямоугольной. Основное преимущество данного метода состоит в том, что для простых одномерных и двумерных ячеек ВПС определяются очень быстро. Очевидный недостаток метода – ограничения по геометрии, а также приближение азимутальной однородности потока нейтронов в зоне.

В работе [6] предложен оригинальный алгоритм вычисления ВПС в произвольной дву- и трехмерной геометрии. Основные идеи алгоритма таковы. Во-первых, для вычисления многомерных интегралов используются специальные сетки с особо равномерным распределением точек в многомерном пространстве [7, 8]. Во-вторых, для вычисления аргумента подынтегральной функции в сложных геометриях

можно применять геометрические модули из состава любой программы, реализующей метод Монте-Карло. Известны несколько таких сеток, например, сетки Хеммерсли-Холтона [7] и Н.М. Коробова [9] и ЛПт-последовательности И.М. Соболя [10]. Использование таких сеток приводит к погрешности квадратурных формул вычисления интегралов порядка $1/N^{1-\epsilon}$ (где ϵ – сколько угодно малое число, N – количество узлов сетки) для широкого класса функций.

Данный метод реализован в программе ВЕПС [11], вошедшей в первую версию пакета прикладных программ ПЕРСТ [12], в котором с применением ВПС, вычисленных в программе ВЕПС, решается транспортное уравнение переноса нейтронов в тепловой области энергий. В программе используется 40-групповая библиотека ТЕПКОН [13], содержащая групповые сечения взаимодействия нейтронов с ядрами среды, а также нулевые и первые моменты матриц рассеяния основных кристаллических замедлителей. Для формирования библиотеки ТЕПКОН применялась программа TERMAC [13]. Модернизированный пакет ПЕРСТ с программой ВЕПС и библиотекой ТЕПКОН, а также модули подготовки макросечений из программы TERMAC до сих пор используются в хорошо известной программе САПФИР [14].

В работах [15, 16] для ячеек и полиячеек предложена модернизация алгоритма ВЕПС, которая позволила автоматически обеспечивать сохранение интегральных балансных соотношений.

Естественным развитием метода ВПС для учета анизотропии рассеяния служит использование P_N -приближения. В работах [17, 18] рассматривается проблема решения транспортного уравнения методом ВПС в линейно-анизотропном приближении, а в работе [17] – в произвольной двумерной геометрии. В этом случае сечение рассеяния и угловой поток имеют два угловых момента в разложении – нулевой и первый угловые моменты. В работе [18] записано общее транспортное уравнение в RZ геометрии и рассмотрено его решение также в линейно-анизотропном приближении применительно к бесконечной по высоте цилиндрической системе. В работе [19] разработаны методы расчета ВПС в линейно-анизотропном приближении с линейной аппроксимацией потока в зоне.

В последние несколько лет проводятся работы по созданию нового пакета MCUFSP прикладных программ, возможности которых и описываются в настоящей работе. В работе [20]

выводится общее транспортное уравнение переноса нейтронов в P_N -приближении, записанное для коэффициентов разложения углового потока нейтронов по сферическим гармоникам. Коэффициентами в транспортном уравнении являются так называемые “анизотропные” [17] или “проекционные” [21] вероятности. Для вычисления этих коэффициентов в P_N -приближении в произвольной дву- и трехмерной геометрии разработаны новые алгоритмы [22]. Кроме того, они используются для вычисления направленных коэффициентов диффузии методом утечки Бенуа [21] с учетом угловых корреляций между пробегами нейтронов [20].

2. Константное обеспечение пакета MCUFSP

Константное обеспечение пакета MCUFSP составляет банк ядерных данных FCPDAT, содержащий информацию для 282-х изотопов. В него входят только те библиотеки банка DLC/MCUDAT-2.2 [23], которые содержат сечения в групповом представлении: БНАБ/MCU [24], ТЕПКОН, АВВНЛ [25], BURN [26]. Кроме того, потребовалось создать новые специализированные библиотеки, содержащие микросечения в многогрупповом представлении:

- ELSM – угловые моменты ($l = 0, 1, \dots, 5$) сечения рассеяния упругих переходов в эпитепловой области энергий, нормированные на полное сечение рассеяния в группе;
- ELSMT – угловые моменты ($l = 0, 1, \dots, 5$) сечения рассеяния упругих переходов в тепловой области энергий, нормированные на полное сечение рассеяния в группе;
- FSP – групповые спектры деления актиноидов во всей области энергии;
- GRC – групповые микросечения в резонансной области энергии, рассчитанные методом Монте-Карло.

Матрицы упругого рассеяния библиотек ELSM и ELSMT рассчитывались методом Монте-Карло с применением автономного запуска сегмента PHEAN из составного физического модуля СОФИЗМ пакета программ MCU-4 [23]. Для каждой эпитепловой энергетической группы генерировались энергия и направляющие косинусы полета частицы после упругого рассеяния. В зависимости от энергетической области, к которой принадлежит данная группа, вызывались соответствующие подмодули физического модуля MCU-4: в быстрой области энергий [20 МэВ...100 КэВ] – ФАРИОН, в эпитепловой области [100 КэВ...1 эВ] – ФИМ-

БРОЭН, в тепловой области [1...0 эВ] – ФИМ-ТОЭН.

Начальная энергия нейтрона разыгрывалась по стандартному спектру, принятому в системе констант БНАБ, а именно, в первых трех энергетических группах – спектр деления, в остальных группах вплоть до 1 эВ – спектр Ферми. В тепловых группах, как это принято в программе TERMAC, использовался спектр, определяемый функцией Ферми, которая обеспечивает непрерывный переход от спектра Максвелла к спектру Ферми без разрыва первой производной по энергии. Далее определяется номер энергетической группы, в которую попадает энергия нейтрона, – в эпитепловой области применяется групповое разбиение системы констант БНАБ, а в тепловой – библиотек ТЕПКОН.

Библиотека FSP содержит спектры деления делящихся изотопов. Энергетическая зависимость спектра описывается аналитической формулой (спектр Уатта [24]). Расчет спектров деления проводился с использованием стандартной подпрограммы численного интегрирования с автоматическим выбором шагов.

Библиотека GRC содержит групповые микросечения в резонансной области энергии, рассчитанные методом Монте-Карло, и служит единственным проблемно-ориентированным разделом в банке данных FCPDAT. Групповые сечения изотопов рассчитываются по программе MCU-REA/1 в характерной для данного реактора геометрии ТВС. В библиотеке групповые сечения представлены в виде таблиц в зависимости от положения твэла в сборке, температуры топлива, плотности теплоносителя и концентрации изотопа (выгорания). В настоящее время создана промышленная версия библиотеки GRC, содержащей сечения резонансных нуклидов, входящих в материалы практически всех существующих на сегодняшний день типов ячеек РБМК, а также пилотная версия библиотеки для ВВЭР. Методика подготовки библиотеки для РБМК изложена в [27].

Изложенные подходы подготовки данных в библиотеках ELSM, ELSMT, FSP и GRC обеспечивают модели описания взаимодействия нейтронов с ядрами среды, сходные с применяемыми в программе MCU-REA/1, исключая константную составляющую погрешности по сравнению с MCU-REA/1. Это оказывается полезным при оценке вклада приближения плоских потоков в погрешность расчета, который зависит от детализации разбиения системы на регистрационные зоны.

3. Пакет прикладных программ MCUFCP

Полный набор модулей и программных единиц пакета MCUFCP приведен в табл. П1 Приложения. Модуль - это совокупность подпрограмм, имеющих функциональное назначение и интерфейс, которые определены архитектурой пакета. Всего имеются 8 типов модулей:

- *модуль управления* организует совместную работу всех модулей;
- *константный модуль* вырабатывает необходимые групповые сечения взаимодействия нейтронов с ядрами среды;
- *геометрический модуль* вычисляет аргумент подынтегральной функции - оптический путь в зоне;
- *модуль расчета вероятностей* вычисляет ВПС, "анизотропные" вероятности;
- *транспортный модуль* решает транспортное уравнение переноса нейтронов методом ВПС;
- *модуль финальной обработки* позволяет рассчитывать широкий набор функционалов нейтронного потока;
- *модуль источников* рассчитывает распределение нейтронов источника в тепловой области энергий;
- *модуль оборудования* включает программы, которые могут зависеть от типа компьютера и операционной системы, такие, как программы датчика времени и даты, ввода-вывода, бесформатного ввода.

Из модулей пакетов MCUFCP и программ BURNUP-4 [26] собираются специализированные рабочие программы MCU-FCP/1 и MCU-FCP/2. Пакет программ BURNUP-4 позволяет рассчитывать изменение как изотопного состава материалов реактора в процессе кампании, так и радиационных характеристик отработавшего ядерного топлива в зависимости от времени выдержки.

MCU-FCP/1 - программа расчета нейтронно-физических характеристик (НФХ) в процессе кампании в ячейках и полях РБМК в дву- и трехмерной геометрии [28]. Анизотропия рассеяния учитывается в транспортном приближении. Программа прошла процедуру верификации [29, 30] и в настоящее время используется для подготовки и уточнения библиотек малогрупповых констант для реакторных кодов нейтронно-физического расчета РБМК в НИКИЭТ и ВНИИАЭС.

MCU-FCP/2 - программа расчета НФХ в процессе кампании в ячейках и кассетах ВВЭР

в дву- и трехмерной геометрии [20]. Для двумерной геометрии анизотропия рассеяния учитывается в P_N -приближении до P_3 включительно. Данные рабочие программы применяются вместе с банком данных FCPDAT, который содержит библиотеки сечений в многогрупповом представлении.

Кроме того, модуль ВЕПС расчета вероятностей и транспортный модуль ПЕРСТ включены в программу ТВС-М [5] в качестве альтернативных модулей для расчета пространственного распределения нейтронов в кассетах ВВЭР. Эти модули также используются для разработки программы ТВС-КВАДРО спектрального расчета реакторов PWR и BWR. В настоящее время ведутся работы по тестированию и верификации программы MCU-FCP/2, модулей ВЕПС и ПЕРСТ применительно к расчетам НФХ в кассетах ВВЭР. Планируется, что программа MCU-FCP/2, модули ВЕПС и ПЕРСТ в составе программ ТВС-М и ТВС-КВАДРО будут применяться для подготовки и уточнения малогрупповых констант, используемых в инженерных программах расчета активных зон ВВЭР-1000.

Ниже дано функциональное описание программ MCU-FCP/1 и MCU-FCP/2. Программа MCU-FCP/2 отличается от MCU-FCP/1 тем, что в ней анизотропия рассеяния учитывается в P_N -приближении до P_3 включительно.

В программах MCU-FCP решается интегральное транспортное уравнение во всей области энергий нейтронов методом ВПС и рассчитываются функционалы потока нейтронов в геометрически сложных дву- и трехмерных фрагментах активных зон ядерных реакторов. Источником служат нейтроны деления, нейтроны, замедлившиеся внутри ячейки из других групп, и нейтроны, влетающие в систему с ее внешней границы. Предполагается, что поток влетающих нейтронов на границе изотропен. Транспортное уравнение решается в приближении "плоских", т.е. постоянных по объемам регистрационных зон потоков нейтронов. Анизотропия рассеяния учитывается либо в транспортном приближении (программа MCU-FCP/1), либо в P_N -приближении (программа MCU-FCP/2).

На границе системы ставится одно из трех граничных условий: вылета, трансляции, отражения. Для трехмерных систем отражение может быть только зеркальным с альбедо $\alpha = 1$. Граничные условия на верхнем и нижнем торцах и боковой поверхности задаются независимо. Для двумерных систем отражение может быть как зеркальным с альбедо $\alpha = 1$, так и матовым: $0 \leq \alpha \leq 1$.

Программы работают по следующей схеме: расчет макроскопических сечений материалов; вычисление ВПС для регистрационных зон; расчет источников; решение транспортного уравнения; регистрация функционалов.

Для расчета ВПС используется модуль ВЕПС [11]. Кроме того, в программе применяется новый модуль ВЕПС-2 с улучшенными алгоритмами [15, 16], позволяя проводить расчеты ВПС в сложных трехмерных геометриях. Модуль ВЕПС-2 доработан для использования его для расчета "анизотропных" вероятностей в двумерной геометрии.

Транспортное уравнение, в котором анизотропия рассеяния учитывается в P_N -приближении, решается с применением программных модулей ПЕРСТ-Б и ПЕРСТ-Т в эпитепловой и тепловой областях энергий, соответственно. Необходимо отметить, что даже для P_1 -приближения в двумерной геометрии размерность системы линейных уравнений увеличивается в три раза по сравнению с P_0 -приближением. В случае, когда размерность задачи превышает 10^3 , алгоритм гауссовского исключения, использованный в программе ПЕРСТ [12], требует очень больших вычислительных ресурсов. Поэтому для решения систем линейных уравнений большой размерности ($10^3 \dots 10^4$) в модули ПЕРСТ-Б и ПЕРСТ-Т включен современный алгоритм GMRES [31].

Отличительной особенностью обеих программ MCU-FSP является возможность расчета направленных коэффициентов диффузии методом утечки Бенуа как с учетом, так и без учета угловых корреляций между пробегами нейтрона [21]. Для этого используются "анизотропные" вероятности, вычисляемые модулем ВЕПС-2.

4. Результаты верификация программы MCU-FSP/1

В этом разделе изложены результаты верификации программы MCU-FSP/1 применительно к нейтронно-физическим расчетам ячеек и полячек РБМК-1000 в дву- и трехмерной геометриях [29, 30]. Верификация программы MCU-FSP/1 основана на сравнении с прецизионной аттестованной программой MCU-REA/1 [32].

Кроме того, для верификации алгоритмов расчета коэффициентов диффузии малогрупповые константы, полученные по MCU-FSP/1 для ячейки РБМК-1000 с уран-эрбиевом топливом 2,8 %, сравнивались с константами по программе WIMS [3]. Коэффициенты диффузии по

обеим программам вычислялись методом утечки Бенуа без учета угловой корреляции между пробегами нейтрона. Отличие в коэффициентах диффузии не превышает 2 %.

Оцениваемая точность программы MCU-FSP/1 по сравнению с MCU-REA/1 следующая.

Расчет состояний с заданным изотопным составом:

- 0,3 % для K_{eff} двумерных ячеек РБМК с топливным каналом;
- 0,6 % для K_{eff} двумерных полячек РБМК с топливным и нетопливным каналами;
- 0,5 % для K_{eff} трехмерных ячеек и полячек РБМК;
- 5 % в эффекте Доплера;
- 10 % в эффекте обезвоживания;
- 8 % в значениях относительного энерговыделения в отдельных регистрационных зонах ячейки РБМК.

Расчет выгорания:

- 1,3 % для K_{eff} при глубинах выгорания от 0 до 15 Мвт·сут/кг;
- 2,3 % для K_{eff} при глубинах выгорания от 15 до 60 Мвт·сут/кг;
- 3 % в значениях относительных скоростей реакций поглощения и генерации на изотопах ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu ;
- 5 % в содержании изотопов ^{235}U и ^{239}Pu при глубинах выгорания до 60 Мвт·сут/кг.

По результатам верификации можно заключить, что программа MCU-FSP/1 с библиотекой констант FSPDAT может быть отнесена к классу программ повышенной точности для расчета НФХ ячеек и полячек РБМК в процессе кампании.

Заключение

Описан пакет MCUFSP прикладных программ, в котором для решения транспортного уравнения переноса нейтронов используется метод ВПС в произвольной дву- и трехмерной геометриях. Из модулей пакета собираются следующие рабочие программы:

- программа MCU-FSP/1 для расчета НФХ в ячейках и полячках РБМК, анизотропия рассеяния учитывается в транспортном приближении;
- программа MCU-FSP/2 для расчета НФХ в ячейках и полячках ВВЭР, для двумерных геометрий анизотропия рассеяния учитывается в P_N -приближении до P_5 включительно.

Данные рабочие программы применяются вместе с банком данных FSPDAT, содержащим библиотеку сечений в многогрупповом представлении.

Модуль ВЕПС расчета вероятностей и транспортный модуль ПЕРСТ, входящие в пакет MCUFCP, включены в программу ТВС-М в качестве альтернативных модулей для расчета пространственного распределения нейтронов в кассетах ВВЭР. Эти модули также используются для разработки программы ТВС-КВАДРО спектрального расчета реакторов PWR и BWR.

Реализация метода ВПС наряду с методом Монте-Карло в программном комплексе MCU на единой базе ядерных данных позволит создать отечественную замкнутую систему прецизионных кодов и кодов повышенной точности для расчетов и подготовки нейтронно-физических констант, ориентированную на решение задач обоснования безопасности и со-

провождения эксплуатации РБМК и ВВЭР.

Автор выражает благодарность Е.А. Гомину за общую постановку задачи и полезные многочисленные обсуждения и дискуссии; М.И. Гуревичу за высказанные им ценные идеи и активное участие в работе. Также автор выражает признательность А.П. Жирнову, А.В. Пряничникову, И.М. Рождественскому и М.С. Юдкевичу, без деятельного участия которых работа не могла быть выполнена. Кроме того, автор благодарит М.И. Рождественского, В.Е. Дружинина и С.А. Бычкова за постоянное внимание к этой работе и за использование ее результатов в своих исследованиях.

Данная работа выполнена при поддержке ОАО "Концерн "Энергоатом".

Приложение. Состав пакета MCUFCP с банком данных FCPDAT

Т а б л и ц а П I. Модули и программные единицы пакета MCUFCP

Тип модуля пакета	Программная единица	Комментарии	
Управляющий	CM4 ¹⁾	Используются подпрограммы, вызываемые на стадии подготовки данных. Добавлены подпрограммы-интерфейсы, возвращающие для каждого материала: средний косинус угла рассеяния, параметр BLOCK учета резонансной блокировки и т.д. Для резонансных изотопов вызывается программа GRCSEC	
Константный	СОФИЗМ ¹⁾		
	ФИМБРОЭН ¹⁾		
	МОФИТТГ ¹⁾		
	PIN ¹⁾		
	PB4 ¹⁾		Программы, реализующие метод суммарного изотопа
	FISSPEC		Расчет источников нейтронов деления с заданными потоками эпитепловых и тепловых нейтронов.
	GRCSEC		Вычисление сечений резонансных изотопов в зависимости от концентрации изотопа, температуры топлива и плотности теплоносителя по данным библиотеки GRC
	ELSMPRE	Подготовка матриц рассеяния	
Расчета вероятностей	ВЕПС	Стандартный модуль расчета вероятностей	
	ВЕПС-2	Модуль расчета вероятностей с учетом анизотропии рассеяния	
Транспортный	ПЕРСТ-Б	Решение транспортного уравнения в эпитепловой области энергий	
	ПЕРСТ-Т	Решение транспортного уравнения в тепловой области энергий	
Геометрический	NCG ¹⁾	Применяются подпрограммы геометрического модуля, вычисляющие значение аргумента подынтегральной функции	
Источника	ИСТЕП	Расчет источников в тепловой области энергий	
Финальной обработки	FINREG	Для расчета выгорания вызывается программа BR2D	
	BR1D ¹⁾	Программы, реализующие метод суммарного изотопа	
	BR2D ¹⁾	Используются те подпрограммы модуля BR2D, которые на стадии финальной обработки обеспечивают интерфейс с модулем BURNUP4 расчета выгорания	
	BDOPK ¹⁾	Служебные программы	
Оборудования	ENVIR ¹⁾	Применяются подпрограммы ввода/вывода	

¹⁾ Программные единицы из пакета программ MCU-4

Таблица П2. Состав банка данных FCPDAT

Библиотека	Энергетическая область	Комментарии
БНАБ/MCU ¹⁾	$E < 10,5$ МэВ	Расширенная и модифицированная версия 26-групповой системы констант БНАБ-93
ТЕПКОН ¹⁾	$E \leq 1$ эВ	40-групповые сечения в области термализации
BURN ¹⁾		Данные для расчета изменения изотопного состава материалов (выходы, периоды полураспада и т.д.)
ELSM	$E < 10,5$ МэВ	Вероятности упругих переходов из групп эпителиевой области энергий в нижележащие группы
ELSMT	$E < 1$ эВ	Вероятности переходов из группы в группу в области термализации
FSP	$E < 10,5$ МэВ	Спектры деления
GRC	$1\text{эВ} < E < E_{\text{пр}}$, где $E_{\text{пр}}$ – верхняя граница области неразрешенных резонансов	Эффективные групповые сечения в резонансной области энергий

¹⁾ Библиотеки из банка данных DLC/MCUDAT-2.2

Список литературы

1. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
2. Carlvik I. A method for calculating collision probabilities in general cylindrical geometry and applications to flux distributions and Dancoff factors. / U.N. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 2, UN, New York, 1965, pp. 225–231.
3. Askew J.R. et al. A General Description of the Lattice Code WIMS // J. of the British Nuclear Energy Society, 5 (1), 1966, pp. 564–584.
4. Casal J.J. et al. HELIOS: Geometric Capabilities of a New Fuel-Assembly Program / Proc. Int. Topical Meeting Advances in Mathematics, Computation, and Reactor Physics, American Nuclear Society, April 28-May 2, 1991, p. 10.21-1.
5. Lazarenko A.P., Sidorenko V.D. Status and Development of Multi-Group Spectral Code TVS-M for Preparation of Constants for BIPR-7A and PERMAK-A Codes of VVER Physical Calculations. 14th AER Symposium on VVER Reactor Physics and Reactor Safety, Sept. 13-17, Espoo, Finland, 2004.
6. Гомин Е.А., Майоров Л.В. О расчете вероятностей первых столкновений в системах со сложной геометрией // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 8(21), с. 62–69.
7. Соболев И.М. Многомерные квадратурные формулы и функции Хаара. М.: Наука, 1969.
8. Соболев И.М. Численные методы Монте-Карло. М.: Наука, 1973.
9. Коробов Н.М. Теоретикочисловые методы в приближенном анализе. М.: Физматлит, 1963.
10. Соболев И.М., Статников Р.Б. Выбор оптимальных параметров в задачах со многими критериями. М.: Наука, 1981.
11. Гомин Е.А., Майоров Л.В. Программа ВЕПС для расчета вероятностей первых столкновений в трехмерных системах. Препринт ИАЭ-4207/5, 1985.
12. Гомин Е.А. Программа ПЕРСТ расчета функционалов потока тепловых нейтронов в трехмерных системах. Препринт ИАЭ-4208/5, 1985.
13. Майоров Л.В. Комплекс TERMAC для расчета групповых сечений нейтронов в области термализации // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1982, вып. 5(27), с. 70.
14. Артемов В.Г. и др. САПФИР_95 программа для нейтронно-физических расчетов ячеек тепловых ядерных реакторов. Описание применения. Отчет НИТИ инв. № 7836/И, 2002.
15. Гуревич М.И. О вычислении вероятностей первых столкновений в ограниченных системах. Препринт ИАЭ-5122/5, 1990.
16. Гуревич М.И. О вычислении вероятностей первых столкновений в ограниченных системах для полячек. Препринт ИАЭ-5123/5, 1990.
17. Повецenco Т.С., Шевелев Я.В. Метод решения интегрального уравнения переноса в линейно-анизотропном приближении. Отчет ИАЭ инв. № 36/603585, 1985.
18. Takeda T., Sekiya T. Anisotropic Collision Probabilities in Cell Problems // J. of Nuclear Science and Technology, 8(12), pp. 663–672, December 1971.
19. Повецenco Т.С., Шевелев Я.В. Полиномиальная аппроксимация потока нейтронов в методе вероятностей первых столкновений // Атомная энергия, 1980, т. 48, с. 80.
20. Гомин Е.А., Гуревич М.И., Калугин М.А., Олейник Д.С., Пряничников А.В. Развитие программы нейтронно-физического расчета MCU-FSP. Доклад на 15-м семинаре по проблемам физики реакторов (“Волга-2008”), 2-6 сентября 2008 г.
21. Григорьев И.С., Новиков В.М. Диффузия нейтронов в гетерогенных средах. М.: Атомиздат, 1966.
22. Гуревич М.И., Калугин М.А., Пряничников А.В., Тельковская О.В., Шкаровский Д.А. Алгоритмы расчета компонент транспортного тензора в обобщенном методе вероятностей первых столкновений // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 2, с. 3–10.
23. Гомин Е.А. Статус MCU-4 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2006, вып. 1, с. 6–32.
24. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Система групповых констант БНАБ-93. Часть 1. Ядерные константы для расчета нейтронных полей и фотонных полей // ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1996, вып. 1, с. 59.

25. Программа MCU-REA/1 с библиотекой констант DLC/MCUDAT-2.2. Ред. Е.А. Г о м и н, Л.В. М а й о р о в. Отчет ИЯР РНЦ КИ инв. № 36/16, 2006.
26. Юдкевич М.С. Программа BURNUP для расчета изменения изотопного состава реактора в процессе кампании. Препринт ИАЭ-6048/5, 1997.
27. Жирнов А.П., Калугин М.А., Рождественский И.М., Юдкевич М.С. Библиотека нейтронных констант программы MCU-FCR, предназначенной для решения уравнения переноса нейтронов методом вероятностей первых столкновений // Доклад на 18-м семинаре "Нейтроника-2007", 30 октября-2 ноября 2007 г., Обнинск.
28. Гомин Е.А., Гуревич М.И., Жирнов А.П., Калугин М.А., Рождественский И.М., Юдкевич М.С. Программа MCU-FCR для расчета переноса нейтронов методом вероятностей первых столкновений // Атомная энергия, 2008, т. 105, вып. 2, с. 67-72.
29. Калугин М.А., Олейник Д.С., Пряничников А.В. Верификация программы MCU-FCR применительно

- к расчету ячеек и полиячеек реакторов РБМК-1000 в двумерной и в трехмерной геометрии. Отчет РНЦ КИ инв. № 36-03/32-08 от 14.11.2008.
30. Жирнов А.П., Калугин М.А., Рождественский И.М. Верификация программы MCU-FCR для расчета малогрупповых констант реактора РБМК-1000. Доклад на 15-м семинаре по проблемам физики реакторов ("Волга-2008"), 2-6 сентября 2008 г.
31. Saad Y., Schultz M. GMRES a generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems // SIAM J. Sci. Statist. Comput., 7 (1986), pp. 856-869.
32. Программа MCU-REA/1.1 с библиотекой констант DLC/MCUDAT-2.2. Пер. № 224 паспорта аттестации ПС от 23.05.2007. М.: НТЦ ЯРБ Ростехнадзора РФ, 2007.

Контактная информация об авторе статьи – Калугин Михаил Александрович, нач. лаб., тел.: (499)196-98-33, e-mail: kalugin@adis.vver.kiae.ru

УДК 621.039.5

Численное моделирование радиационных полей от источников ионизирующего излучения внутри защитной оболочки АЭС при аварии

М.А. Калугин,

РНЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 23.12.2008 г.

Приводится описание комплекса программ, применяемого для численного моделирования радиационных полей от источников ионизирующего излучения внутри защитной оболочки АЭС при аварии. Излагается методика расчета мощности дозы гамма-излучения от распределенного по пространству и энергии источника. Расчет мощности дозы реализован инженерным методом точечного ядра с использованием факторов накопления. Для расчета нуклидного состава отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) применяется программа MCU-REA с модулем ORIMCU.

Ключевые слова: радиационная безопасность, мощность дозы, метод точечного ядра, радионуклиды, авария, твэл, двуокись урана, выгорание.

Numerical Modeling of the Radiation Fields from the Ionizing Radiation Sources inside the Containment in Accident Condition. M.A. Kalugin. RRC KI, Kurchatov Sq., 1, Moscow, 123182. In the present work a code system is described which is used for the numerical modeling of the radiation fields from the ionizing radiation sources inside the containment in accident condition. A method of the gamma dose rate from the space and energy distributed sources calculation is described. The dose rate is calculated by design point kernel method with use of the buildup factors. The code MCU-REA with the ORIMCU module is used for the burnup calculations.

Key words: Radiation Safety, Dose Rate, Point Kernel Method, Accident, Fuel Element, Uranium Dioxide, Burnup.

1. Постановка задачи

При авариях на АЭС с ВВЭР из активной зоны в систему локализации аварий могут выходить радионуклиды, создающие в боксах системы локализации поля ионизирующих излучений. Под влиянием этих полей в пространстве бокса происходят различные радиационно-химические реакции, которые влияют на поведение изотопов йода. Для расчета величины мощности дозы гамма-излучения (фотонного

излучения) в боксах, необходимой для моделирования радиационно-химических реакций и поведения изотопов йода, разработана инженерная программа PKD [1].

Программа PKD входит в программный комплекс ORIPKD, который позволяет проводить расчет накопления радионуклидов в топливе ядерных реакторов в зависимости от времени облучения, а также радиационных характеристик (РХ) ОЯТ в зависимости от времени выдержки и радиационных полей от энергетиче-

ческих источников внутри защитной оболочки АЭС при аварии. В данной работе приведено функциональное описание программного комплекса ORIPKD, изложена методика расчета дозовых характеристик, представлены также результаты верификации программы PKD, которая проводилась путем сравнения результатов расчета, полученных по ней и другим известным программам [2].

2. Схема расчета дозовых характеристик

Программный комплекс ORIPKD является развитием программы MCU-REA [3] с модулем ORIMCU [4], решающей задачи определения нуклидного состава в топливе ядерных реакторов в зависимости от времени облучения. Для расчета РХ ОЯТ в зависимости от времени выдержки используется модуль ORI4F. Программный комплекс имеет модульную структуру с фиксированными интерфейсами. Пользователю предоставляется возможность либо пользоваться стандартными библиотеками, либо проводить уточненные расчеты с применением новых библиотек, для создания которых имеются специальные модули. Для расчета дозовых характеристик используется программа PKD.

В качестве расчетного блока изотопной кинетики на одном временном шаге в модулях ORIMCU и ORI4F используется известная программа ORIGEN-S [5] из системы программ SCALE-4.3 [6]. Программа ORIGEN-S в составе MCU-REA используется в РНЦ "Курчатовский институт", начиная с 1999 года, после соглашения с Окриджской лабораторией (США) об объединении компьютерных кодов MCU и ORIGEN-S. Программа MCU-REA с модулем ORIMCU имеет аттестационный паспорт программного средства № 192 от 03.03.2005.

Применение уже существующей программы ORIGEN-S в качестве модуля расчета выгорания и РХ ОЯТ позволило создать необходимые рабочие программы в короткие сроки. Однако параллельно специалисты РНЦ КИ работали над созданием отечественного модуля BURNUP, предназначенного для решения тех же задач. Модуль BURNUP наряду с модулем ORIMCU, входит в состав программы MCU-REA в качестве альтернативного модуля расчета выгорания и РХ ОЯТ.

Программный комплекс ORIPKD расчета дозовых характеристик состоит из следующих программ:

- MCU-REA с модулем ORIMCU для расчета изменения нуклидного состава топлива в зависимости от времени облучения;

- ORI4F из состава программы MCU-REA для расчета радиационных характеристик ОЯТ в зависимости от времени выдержки. Модуль ORI4F использует библиотеку DECAY DATA, содержащую информацию о постоянных распада изотопов;
- PKD для математического моделирования переноса фотонов методом точечного ядра и вычисления дозовых характеристики, применяя библиотеку PHOTON DATA, содержащую информацию о сечениях взаимодействия фотонов с веществом и факторах накопления.

Схема расчета дозовых характеристик по программе PKD показана на рисунке. Расчетное моделирование радиационных и дозовых характеристик ОЯТ проводится в три этапа.

На первом этапе по программе MCU-REA с модулем ORIMCU выполняется нейтронно-физический расчет: определяется нуклидный состав ядерного топлива в зависимости от времени облучения и режима выгорания. На каждом временном шаге вызывается модуль ORIMCU. Программа ORIMCU может работать автономно, используя заранее насчитанную библиотеку сечений, которая на рисунке обозначена, как C/S DATA. Результаты расчета – концентрации $\rho_i(t_{обл})$ нуклидов ОЯТ в зависимости от времени облучения помещаются в файл INPSUM.

На втором этапе с применением программы ORI4F моделируется процесс радиоактивного распада нуклидов: рассчитываются РХ ОЯТ в зависимости от времени выдержки. Используются данные о нуклидном составе облученного ядерного топлива, полученные в ходе расчетов на первом этапе и находящиеся в файле INPSUM. Результаты расчета: изотопный состав, активность и остаточное энерговыделение, радиотоксичность, спектры и интенсивно-

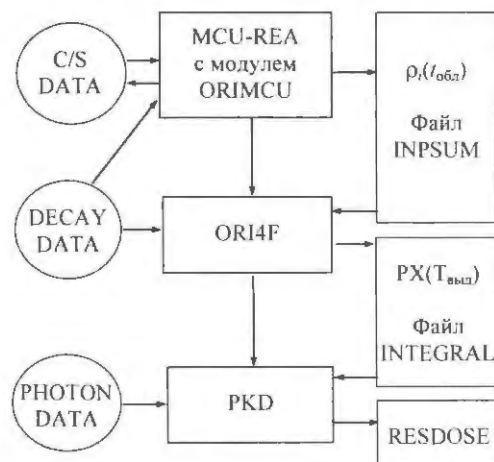


Схема расчета дозовых характеристик

сти нейтронов и фотонов в зависимости от времени выдержки помещаются в файл INTEGRAL.

На третьем этапе с применением данных о спектрах и интенсивностях фотонов проводится моделирование переноса фотонов методом точечного ядра и вычисляются дозовые характеристики. Расчеты проводятся по программе PKD с использованием библиотеки PHOTON DATA. Результаты расчетов записываются в файл RESDOSE.

3. Алгоритмы программы ORIGEN-S

Программа ORIGEN-S решает задачи изменения изотопного состава в бесконечной однородной среде с учетом радиоактивных превращений K изотопов, где $K = 1\ 697$. Изменение изотопного состава на временном интервале (t_n, t_{n-1}) описывается традиционной системой обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка для вектора $\mathbf{N}(t)$ концентраций нуклидов, размерность которого равна K :

$$d\mathbf{N}(t)/dt = \mathbf{A}\mathbf{N}(t) + \mathbf{Q}, \quad (1)$$

где \mathbf{Q} – мощность внешнего источника нуклидов (вектор размерности K); \mathbf{A} – квадратная матрица ядерных превращений нуклидов, не зависящая от времени.

Задан вектор $\mathbf{N}(t_n)$ – начальное условие для уравнения изменения концентраций на интервале времени (t_n, t_{n-1}) . Требуется вычислить вектор $\mathbf{N}(t_{n-1})$.

В матрице \mathbf{A} превращений каждый элемент a_{ij} есть скорость образования нуклида с номером i из нуклида с номером j . Элементы матрицы определяются одним из следующих соотношений: $a_{ij} = l_{ij}\lambda_j$; $a_{ij} = f_{ij}\sigma_j$; $a_{ii} = \lambda_i + \sigma_i\Phi$.

В этих соотношениях λ_j – постоянная распада ядра j ; σ_j – среднее одногрупповое сечение полного поглощения нейтронов ядром j ; Φ – поток нейтронов; l_{ij}, f_{ij} – доли числа ядер типа j , превращающихся в результате радиоактивного распада или поглощения нейтрона в ядро i .

Параметр $f_{ij}\sigma_j$ в общем случае включает в себя образование продуктов деления и любых дочерних продуктов любого типа нейтронных реакций. Постоянные распада и величины l_{ij} вычисляются по данным из библиотеки констант радиационного распада программы ORIGEN-S. Величины σ_j, f_{ij} вычисляются программой с использованием данных о нейтронных сечениях и выходах продуктов деления, содержащихся в библиотеке нейтронных констант программы ORIGEN-S. Библиотеки ORIGEN-S, а также методика получения одногрупповых сечений описаны в работе [5].

Программа ORIGEN-S работает по следующей схеме: вычисляются одногрупповые сечения всех изотопов и все элементы матрицы \mathbf{A} , решается уравнение (1) для концентраций на заданном временном интервале. Расчет одногрупповых сечений проводится с применением данных из библиотеки констант с учетом их спектральной зависимости [5].

После вычисления сечений программа ORIGEN-S рассчитывает полную матрицу переходов ($1\ 697 \times 1\ 697$) элементов с учетом семи типов возможных реакций для каждого нуклида. Матрица записывается в массив в сжатом виде без нулевых элементов (число ненулевых элементов $\sim 7\ 500$). Подробное описание алгоритма сжатия содержится в [5].

Система дифференциальных уравнений (1) для расчета изменения изотопного состава в зонах производится приближенным, но весьма точным (особенно при использовании компьютеров с большой разрядностью) методом [5].

4. Алгоритмы программы PKD

В программе PKD расчет мощности дозы проводится методом точечного ядра. По сравнению с методами дискретных ординат и Монте-Карло метод точечного ядра является наименее точным, но и наиболее быстродействующим.

Данный метод основан на расчете потока нерассеянных частиц путем определения длин отрезков в материалах, которые пролетела частица в направлении от точки источника до точки, где определяется доза. Вклад от рассеянных фотонов определяется посредством факторов накопления, которые представляют собой отношение полной мощности дозы к мощности дозы от нерассеянных фотонов. Чтобы получить полную мощность дозы от распределенного источника, необходимо проинтегрировать мощность доз от точечного монохроматического источника по энергетическому спектру и объему источника.

4.1. Мощность дозы от точечного источника.

Пусть имеется точечный изотропный источник S (фотон/с) фотонов с энергией E . Метод точечного ядра состоит в том, что плотность потока $\Phi(r)$ гамма-излучения в единицах фотон/(см²·с) на расстоянии r от источника можно вычислить следующим образом:

$$\Phi(r) = (S/(4\pi r^2)) \exp(-\mu_{\text{лин}} r), \quad (2)$$

где $\mu_{\text{лин}} = \Sigma_{\text{ф}} + \Sigma_{\text{к}} + \Sigma_{\text{п}}$ – линейный коэффициент ослабления гамма-излучения в веществе, см⁻¹, $\Sigma_{\text{ф}}$ – полное макроскопическое сечение

фотоэффекта, см^{-1} ; Σ_k – полное макроскопическое сечение комптоновского рассеяния, см^{-1} ; Σ_n – полное макроскопическое сечение образования электронно-позитронных пар, см^{-1} ; B – фактор накопления.

Факторы B_j накопления для энергетической группы j вычисляются в программе с использованием GP-метода (geometrical progression approximation) [7] и определяются следующим образом:

$$B(X, E) = 1 + (b - 1)(k^X - 1)/(k - 1), \quad k \neq 1;$$

$$B(X, E) = 1 + (b - 1)X, \quad k = 1;$$

$k(X) = cX^a + d[(\tanh(X/X_k - 2) - \tanh(-2))/(1 - \tanh(-2))]$, где X – расстояние от источника до детектора в длинах свободного пробега; b – величина фактора накопления для одного свободного пробега; k – определяет увеличение дозы при прохождении пути X .

Параметры a , b , c , d и X_k являются табличными значениями и содержатся в стандарте ANSI/ANS-6.4.3 в зависимости от номера энергетической группы j , $j = 1, 2, 5$ для различных материалов [8].

Применение факторов накопления, вычисленных для бесконечной среды в задаче с конечными геометрическими размерами, является приближением. Так, доза на внешней поверхности зоны будет переоценена, так как предполагается, что отражающий материал расположен за границей зоны, тогда как в действительности его там нет. Однако из-за того, что рассеяние фотонов происходит преимущественно вперед, ошибка обычно составляет величину не более нескольких процентов и только в некоторых нетипичных случаях может достигать 20...30 %.

Другой источник неопределенности состоит в использовании факторов накопления для одного материала в случае многослойной защиты или защиты из гомогенной смеси нескольких материалов.

Существует несколько приближений. Наиболее распространенное заключается в том, что для многослойной структуры, в которой внешний слой имеет толщину больше, чем 2...3 длины свободного пробега, используется фактор накопления для материала последнего слоя, но длина свободного пробега должна определяться с учетом различных материалов:

$$B = B_m(X), \quad X = \sum_{k=1}^K (\mu_{\text{лин},j} d)_k,$$

где $B_m(X)$ – фактор накопления для материала m последней пересеченной зоны. Для наиболее важных случаев факторы накопления для многослойных защит могут быть вычислены заранее с применением метода Монте-Карло.

Определив плотность потока гамма-излучения $\Phi(r)$, можно найти плотность потока энергии гамма-излучения в единицах МэВ/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) на расстоянии r от источника:

$$I(r) = E\Phi(r), \quad (3)$$

где E – энергия фотонов в единицах МэВ/фотон.

По определению мощность поглощенной дозы в единицах МэВ/($\text{с} \cdot \text{г}$) определяется как произведение плотности потока $I(r)$ энергии гамма-излучения и коэффициента $\mu_{\text{эн}}$ истинного поглощения энергии фотонов в веществе, который определяется следующим образом:

$\mu_{\text{эн}} = \mu - \Sigma_k$, где $\mu = \mu_{\text{лин}}/\rho$ – массовый коэффициент ослабления гамма-излучения в веществе, $\text{см}^2/\text{г}$; ρ – физическая плотность материала, $\text{г}/\text{см}^3$.

Массовый коэффициент истинного поглощения энергии фотонов в веществе иногда называют коэффициентом электронного преобразования, измеряемым в единицах $\text{см}^2/\text{г}$. Тогда для мощности поглощенной дозы в единицах рад/час легко получить формулу

$$P_{\text{abs}} = 5,767 \cdot 10^5 \mu_{\text{эн}} I(r). \quad (4)$$

Подставляя формулы (2), (3) в (4) получим выражение для поглощенной дозы на расстоянии r от источника (в единицах рад/час)

$$P_{\text{abs}} = K_{\text{abs}} (S/(4\pi r^2)) B \exp(-\mu_{\text{лин}} r),$$

где $K_{\text{abs}} = 5,767 \cdot 10^5 E \mu_{\text{эн}}$ – переводной коэффициент потока гамма-излучения в мощность поглощенной дозы.

4.2. *Мощность дозы от распределенного источника.* Пусть имеется источник фотонов $S(\mathbf{r}', E)$, фотон/с, распределенный в объеме V' . Тогда, средняя по объему V мощность поглощенной дозы определяется следующей формулой:

$$P_{\text{abs},V} = \int_E dE \int_{V'} d\mathbf{r}' \int_V d\mathbf{r} K_{\text{abs}} S(\mathbf{r}', E) B(\mu_{\text{лин}}(E) |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| E) \times \exp(-\mu_{\text{лин}}(E) |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|).$$

Мощность дозы в детекторе, расположенном в точке \mathbf{r} , дается формулой

$$P_{\text{abs}}(\mathbf{r}) = \int_E dE \int_{V'} d\mathbf{r}' \frac{1}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2} K_{\text{abs}} S(\mathbf{r}', E) B(\mu_{\text{лин}}(E) |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| E) \exp(-\mu_{\text{лин}}(E) |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|).$$

В этих формулах используются следующие обозначения: V' – объем, где распределен источник; V – объем, где проводится расчет средней мощности дозы; \mathbf{r} – радиус-вектор точки в объеме V , в которой рассчитывается мощность дозы; \mathbf{r}' – радиус-вектор точки в объеме V' , в которой распределен источник; $\mu_{\text{лин}}$ – линейный коэффициент ослабления гамма-излучения в веществе, см^{-1} ; K_{abs} – переводной коэффициент потока в мощность дозы; B – фактор накопления.

Если решать задачу в многогрупповом представлении, то источник задается в виде: S_j , $j = 1 \dots NG$, где NG – число энергетических групп. Параметры K , B и μ также задаются в многогрупповом представлении. Тогда суммарная мощность дозы равна сумме вкладов в мощность дозы от фотонов энергетической группы j . Интегрирование по объемам V и V' осуществляется методом Монте-Карло.

Параметры $B_{\text{abs},j}$, μ_p , $\mu_{\text{эл},j}$ для различных материалов приведены в стандарте ANSI/ANS-6.4.3 [8] и содержатся в библиотеке PHOTON DATA (рисунок). Параметр $K_{\text{abs},j}$ приведен в стандарте ANSI/ANS-6.1.1-1991 [9].

5. Описание программы PKD

Предположим, что из активной зоны и I контура ВВЭР в заданный момент времени после начала аварии в защитную оболочку АЭС выходит некоторое количество радионуклидов (актиноидов и продуктов деления). В результате в газовой фазе, на поверхностях защитной оболочки АЭС и в воде на полу помещений происходит накопление радионуклидов, служащих источником ионизирующего излучения (γ -излучения). Необходимо оценить радиационную обстановку в помещениях, находящихся внутри защитной оболочки АЭС.

Программа PKD позволяет по известным значениям масс каждого из вышедших из I контура радионуклидов и их масс в воздухе, на поверхностях и в воде на полу помещений определить мощность поглощенной дозы γ -излучения, рад/час, в следующих областях пространства каждого из помещений защитной оболочки АЭС: по газовой фазе, в воде и на поверхностях помещений.

Система локализации аварий, в которой моделируются процессы переноса и преобразования актиноидов и продуктов деления рассматривается как набор отдельных объемов (или расчетных ячеек), связанных между собой потоками парогазовой среды и воды. Каждая ячейка представляет собой прямоугольный па-

раллелепипед объемом V_n , см^3 , с квадратным основанием площадью S_n , см^2 . На полу расчетной ячейки может присутствовать слой воды (который обычно называется водой приямка или просто водой) объемом W_n , см^3 . Соответственно в зависимости от наличия ($W_n \neq 0$) или отсутствия ($W_n = 0$) воды на полу ячейки объем газовой фазы и площадь поверхности, соприкасающейся с газовой фазой, меняются. Таким образом, ячейка n характеризуется тремя геометрическими параметрами:

- объемом ячейки V_n , см^3 ($V_n \neq 0$);
- площадью квадратного основания ячейки S_n , см^2 ($S_n \neq 0$);
- объемом воды на полу ячейки W_n , см^3 ($W_n \neq 0$ или $= 0$).

6. Исходные данные для программы PKD

Перед началом работы программы PKD должен быть проведен расчет накопления изотопов в топливе реактора по программе MCU-REA с модулем ORIMCU. Изотопный состав топлива, средний по активной зоне реактора, в зависимости от времени облучения записывается в файл INPSUM. В составе пакета программы PKD имеется заранее насчитанный файл INPSUM, который содержит изотопный состав топлива в зависимости от времени облучения, характерный для стандартной загрузки активной зоны ВВЭР-1000.

Данные о содержании нуклидов под оболочкой и в теплоносителе должны содержаться в файлах INPSMOD, INPSCLD. В случае отсутствия информации о накоплении изотопов под оболочкой и в теплоносителе можно использовать коэффициенты выхода изотопов из топлива под оболочку и в теплоноситель, которые задаются в файле исходных данных картой $DFRC-DF_{\text{теп}}$, $DF_{\text{об}}$, $DF_{\text{тон}}$. При этом, если $DF_{\text{теп}} < 0$, $DF_{\text{об}} < 0$, то данные об изотопах под оболочкой и в теплоносителе берутся из файлов INPSMOD, INPSCLD. Если $DF_{\text{теп}} > 0$, $DF_{\text{об}} > 0$, считается, что заданы коэффициенты выхода.

Момент времени NTIM облучения, с которого началась авария, и время TIMED выдержки в сутках также указываются в файле исходных данных.

В файле INPSUM содержатся концентрации $\rho_{i,j}^{\text{топ}}$ изотопов в топливе в единицах (грамм/атом)/BASIS. При расчетах по MCU-REA BASIS принимается равным одному литру UO_2 . Изотопный состав в ячейках, который применяется для расчета спектров гамма-излучения, рассчитывается по формуле $\rho_{i,j}^{\text{яч}}(t) = \rho_{i,j}^{\text{топ}} C_{i,j}^{\text{яч}}$, где

$$C_i^{na} = (k_i^{\text{тон}}(t)DF_{\text{тон}} + k_i^{\text{об}}(t)DF_{\text{об}} + k_i^{\text{тон}}(t)DF_{\text{тон}})R_i^{na}.$$

Здесь используются следующие обозначения: t – момент времени после начала аварии; i – индекс изотопа; l – индекс элемента; $k_i^{\text{тон}}(t)$ – коэффициент выхода из теплоносителя в защитную оболочку АЭС элемента l , т.е. весовая доля элемента l , вышедшего из теплоносителя в защитную оболочку АЭС к моменту времени t ; $k_i^{\text{об}}(t)$ – коэффициент выхода элемента l из под оболочки твэла в защитную оболочку АЭС; $k_i^{\text{тон}}(t)$ – коэффициент выхода элемента l из топлива в защитную оболочку АЭС; R_i^{na} – весовая доля элемента l в ячейке n в состоянии α от суммарного количества элемента l , вышедшего в защитную оболочку АЭС; α – индекс состояния химического элемента (изотопа), определяющий, в какой области пространства ячейки находится данный элемент: $\alpha = g$ – элемент находится в газовой фазе в объеме $V_{n,g}$; $\alpha = s$ – элемент находится на поверхности $S_{n,g}$; $\alpha = w$ – элемент находится в воде (в объеме W_n).

Коэффициенты выхода элемента l и весовые доли этого элемента в ячейке n получаются из рассмотрения различных сценариев развития аварии.

Программа PKD работает в два этапа. На первом проводится расчет РХ в теплоносителе, под оболочкой и в топливе в момент времени t . Расчет проводится по программе ORI4F. На втором этапе по найденным спектрам гамма-излучения методом точечного ядра проводится расчет мощностей доз.

Результатом работы программы PKD являются следующие величины: $P_{ng}(t)$ – мощность дозы в ячейке n , средняя по объему $V_{n,g}$, рад/час; $P_{ns}(t)$ – мощность дозы в ячейке n , средняя по поверхности $S_{n,g}$, рад/час; $P_{nw}(t)$ – мощность дозы в ячейке n , средняя по объему W_n , рад/час.

7. Верификация программы PKD

В отчете [2] представлены результаты верификации программы PKD, предназначенной для инженерных расчетов мощностей доз в помещениях защитной оболочки АЭС при авариях АЭС с ВВЭР.

Верификация проводилась путем сравнения результатов расчетов:

- спектра фотонов от актиноидов и осколков деления выгоревшего топлива кассеты ВВЭР-1000 с результатами расчетов из

“Справочника радиационных характеристик” [10];

- мощностей доз в детекторах со значениями, полученными по американской программе QADS, входящей в систему SCALE4.3;
- средних мощностей доз по зонам ячейки со значениями, полученными по коду QADS и прецизионным программам MCU-REA/2.0 [11] и MCNP [12].

Отклонение суммарной интенсивности гамма-излучения от данных работы [10] составляет 1,4 %, что вполне удовлетворительно. Результаты расчета доз, полученные по инженерным программам PKD и QADS, согласуются между собой с точностью до нескольких процентов.

По результатам сравнения PKD с прецизионными программами MCU-REA/2 и MCNP можно сделать вывод, что расхождение полной поглощенной дозы может составлять: в воздухе – 30 %, в воде – 25 %, на поверхности защитной оболочки АЭС – 25 %.

Для инженерного расчета мощности дозы в боксах системы локализации приведенные точности программы PKD являются вполне удовлетворительными.

Заключение

Создан комплекс программ численного моделирования радиационных полей от энергетических источников внутри защитной оболочки АЭС при аварии. Для расчета мощности дозы используется инженерный метод точечного ядра. Знание величины мощности дозы гамма-излучения в боксах системы локализации аварий необходимо для моделирования радиационно-химических реакций и поведения изотопов йода.

Список литературы

1. Гомин Е.А., Калугин М.А., Майоров Л.В. Разработка пакета программ расчета энергетических источников в контейменте (защитной оболочке АЭС). Отчет РНЦ КИ инв. № 32/1-53-203, 2003.
2. Лузанова Л.М., Гомин Е.А., Гуревич М.И. и др. Верификация модели расчета мощности дозы гамма-излучения в контейменте. Отчет ОВВЭР ИЯР РНЦ КИ инв. № 32/1-0-47-206, 2006.
3. Гомин Е.А. Статус MCU-4 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2006, вып. 1, с. 6–32.
4. Калугин М.А., Майоров Л.В. Модуль ORIMCU расчета изменения изотопного состава материалов ядерного реактора для программы MCU-REA. Описание применения и инструкция для пользователя. Отчет РНЦ КИ инв. № 36/17-2003, 2003.

5. **ORIGEN-S**: SCALE system module to calculate fuel depletion, actinide transmutation, fission product buildup and decay, and associated radiation source terms. NUREG/CR-0200, Rev. 5, Vol. 2, Sec. F7, ORNL/NUREG/CSD-2/V2/R5, RSIC code package CCC-545, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN. Sept. 1995.

6. **SCALE 4.3**. Modular Code System for Performing Standardized Computer Analysis for Licensing Evaluation. NUREG/CR-0200, Rev. 5 (ORNL/NUREG/CSD-2/R5), RSIC code package CCC-545, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN. Sept. 1995.

7. **Harima Y., Sakamoto Y., Tanaka S., Kawai M.** Validity of the Geometrical Progression Formula in Approximating Gamma-Ray Buildup Factors // Nucl. Sci. Eng., 94, 1986, pp. 24–35.

8. **Trubey D.** New Gamma-Ray Buildup Factor Data for Point Kernel Calculations: ANS-6.4.3 Standard Reference Data. Oak Ridge National Laboratory. August 1991.

9. **ANSI/ANS-6.1.1-1991**. Neutron and Gamma-Ray Fluence-to-Dose Factors. (Revision of ANSI/ANS-6.1.1-1977).

10. **Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А. и др.** Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1983.

11. **Гомин Е.А., Майоров Л.В.** (редакторы). Программа MCU-REA/2 с библиотекой констант DLC/MCUDAT-2.2. Отчет ИЯР РНЦ КИ инв.№ 36/47-2004, 2004.

12. **Briesmeister J.F.** (editor). MCNP – a General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B, Los Alamos National Laboratory report, LA-12625-M, 1997.

*Контактная информация об авторе статьи –
Калугин Михаил Александрович, нач. лаб., тел.:
(499)196-98-33, e-mail: kalugin@adis.vver.kiae.ru*

УДК 539.172.4

Программа TREND восстановления сечений нейтронных реакций и расчета доплеровского уширения в области разрешенных резонансов

Н.Л. Чичулин, А.С. Кулаков,

РНЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 06.10.2008 г.

Разработана программа TREND, предназначенная для восстановления нейтронных сечений в области разрешенных резонансов по данным международных библиотек оцененных ядерных данных с использованием методов Рейха – Мура, Адлера – Адлера и Брейта – Вигнера, а также расчета доплеровского уширения полученных сечений в классическом приближении. Программа TREND интегрирована в комплексный код MCU реакторного расчета по методу Монте-Карло. С помощью программ TREND и MCU проведена оценка данных банка РОС-ФОНД по изотопам урана и плутония в сравнении с данными Международного банка ICSBEP.

Ключевые слова: нейтронные сечения, разрешенные резонансы, методы Рейха – Мура, Адлера – Адлера, Брейта – Вигнера, доплеровское уширение, компьютерная программа TREND, MCU, библиотеки оцененных ядерных данных, РОСФОНД.

The TREND Code for Neutron Cross-Section Analysis and Doppler Broadening Calculation in the Resolved Resonance Region. N.L. Chichulin, A.S. Kulakov. RRC KI, Kurchatov Sq., 1, Moscow, 123182. The TREND code for neutron cross-sections analysis in the resolved resonance region based on the evaluated nuclear data libraries was developed. The theoretical cross sections in TREND are generated using the Reich – Moore, Adler – Adler and Breit – Wigner formalisms. The Doppler broadening is calculated using the FG model. TREND is incorporated into the MCU Monte-Carlo complex code. The evaluation of ROSFOND data for U and Pu isotopes in comparison with ICSBEP international bank data was performed.

Key words: Resolved Resonances, Neutron Cross-Sections, Reich – Moore, Adler – Adler and Breit – Wigner Formalisms, Doppler Broadening, TREND, MCU, ROSFOND.

Введение

Восстановление сечений нейтронных реакций по данным международных файлов оцененных ядерных данных (ФОЯД) типа ENDF/B [1], JEFF [2], JENDL [3], BROND [4] и т.п. – важная задача при проведении реакторных расчетов. Так, для области разрешенных резонан-

сов существует несколько основных методов (т.н. “формализмов”) и соответствующих им наборов резонансных параметров, с помощью которых в ФОЯД параметризуются сечения нейтронных реакций в зависимости от энергии нейтронов, – это формализмы Брейта – Вигнера, Адлера – Адлера и Рейха – Мура. Для делящихся изотопов в настоящее время именно по-

следний подход получил наибольшее распространение. Также для использования в практических расчетах необходимо получать нейтронные сечения при ненулевой температуре, т.е. проводить расчет доплеровского уширения.

Программа TREND, разработанная в отделе МСУ РНЦ "Курчатовский институт" для применения в составе программного комплекса МСУ реакторного расчета, предназначена для решения обеих указанных задач. При этом могут быть использованы все три метода параметризации нейтронных сечений. Расчет доплеровского уширения производится классическим (неквантовым) методом.

1. Программа TREND

1.1. Модель Рейха – Мура из трех возможных методов представляет наибольший интерес. Напомним его суть.

Метод Рейха – Мура (оригинальная работа [5]) представляет собой усечение общего R-матричного метода [6...8], в котором выделены три канала реакции: два канала деления ($f1$ и $f2$) и один нейтронный канал (n). Таким образом, при нулевой (в кельвинах) температуре сечения представляются в явном виде следующими формулами:

$$\sigma_{\text{total}}(E, T=0) = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{NLS-1} \sum_{s=|l-\frac{1}{2}|}^{l+\frac{1}{2}} \sum_{j=|l-s|}^{l+s} g_j \text{Re}(1 - U_{11}^{lsj}) -$$

суммарное сечение;

$$\sigma_f(E, T=0) \equiv \sigma_{nf} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{NLS-1} \sum_{s=|l-\frac{1}{2}|}^{l+\frac{1}{2}} \sum_{j=|l-s|}^{l+s} g_j \left[|U_{12}^{lsj}|^2 + |U_{13}^{lsj}|^2 \right]$$

– сечение деления;

$$\sigma_{el}(E, T=0) \equiv \sigma_{nn} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{NLS-1} \sum_{s=|l-\frac{1}{2}|}^{l+\frac{1}{2}} \sum_{j=|l-s|}^{l+s} g_j |1 - U_{11}^{lsj}|^2$$

– сечение упругого рассеяния;

$$\sigma_c(E, T=0) = \sigma_{\text{total}}(E, T=0) - \sigma_f(E, T=0) -$$

$$- \sigma_{el}(E, T=0)$$

– сечение радиационного захвата.

Здесь приняты следующие обозначения:

$$U_{nb} = e^{-2i\phi_n} \left[2(R^{-1})_{nb} - \delta_{nb} \right] -$$

элемент матрицы U столкновений;

$$R_{nb} = \delta_{nb} - S_{nb} = \delta_{nb} - \frac{i}{2} \sum_{r=1}^{NRS} \frac{\sqrt{\Gamma_{nr}} \cdot \sqrt{\Gamma_{br}}}{E_r - E - \frac{i}{2} \Gamma_{yr}} -$$

элемент R-матрицы;

$$S_{nb} = -\frac{i}{2} \sum_{r=1}^{NRS} \frac{\sqrt{\Gamma_{nr}} \cdot \sqrt{\Gamma_{br}}}{E_r - E - \frac{i}{2} \Gamma_{yr}} - \text{элемент}$$

S-матрицы (все матрицы имеют размерность $[3 \times 3]$); n, b – номера каналов от 1 до 3: первый – нейтронный канал (n), второй – первый делительный канал ($f1$), третий – второй делительный канал ($f2$). Поэтому матричные элементы обозначаются следующим образом:

$$U_{11}^{lsj} \equiv U_{nn}^{lsj}, \quad U_{12}^{lsj} = U_{21}^{lsj} \equiv U_{nf_1}^{lsj} = U_{f_1 n}^{lsj},$$

$$U_{13}^{lsj} = U_{31}^{lsj} \equiv U_{nf_2}^{lsj} = U_{f_2 n}^{lsj} \text{ и т.д.}; \phi_l - \text{сдвиг фазы}$$

рассеяния; $l = 1 \dots NLS$ – квантовое число относительного орбитального момента системы двух частиц "нейтрон-мишень"; NLS – число учитываемых при расчете моментов l , считыва-

ется из ФОЯД; I – спин ядра-мишени, $\frac{1}{2}$ – спин

нейтрона; $s = \left| I - \frac{1}{2} \right| \dots \left(I + \frac{1}{2} \right)$ – квантовое число суммарного спина системы "нейтрон-мишень", он же спин канала реакции; $r = 1 \dots NRS$ – номер резонанса по порядку; NRS – общее число резонансов для данного l , считывается из ФОЯД;

$J = |l - s| \dots (l + s)$ – квантовое число полного

углового момента (он же спин резонанса), векторной суммы момента l и суммарного спина s ;

$g_j = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$ – спиновой статистический фактор; k – модуль волнового вектора \mathbf{k} в системе центра масс системы "нейтрон-мишень"; E – энергия нейтрона в лабораторной системе отсчета, где мишень в исходном состоянии покоится; E_r – резонансная энергия (может быть отрицательной, считывается из ФОЯД); Γ_{nr} – неполная нейтронная ширина r -го резонанса, рассчитывается по формуле $\Gamma_{nr} = \Gamma_{nr}(E_r) \frac{P_l(E)}{P_l(E_r)}$.

Тут $\Gamma_{nr}(E_r)$ – неполная ширина резонанса r при резонансной энергии, считывается из ФОЯД; P_l – фактор проницаемости; $\Gamma_{f1r}, \Gamma_{f2r}$ – неполные делительные ширины резонансов, считываются из ФОЯД; δ_{nb} – символ Кронекера.

1.2. Доплеровское уширение. Рассмотрим ситуацию, в которой нейтрон, имеющий массу m и скорость \mathbf{V} , налетает на ядро изотопа – мишень массой M (рис. 1), движущуюся со скоростью \mathbf{U} , направленной под углом θ к \mathbf{V} и определяемой температурой образца. Скорость

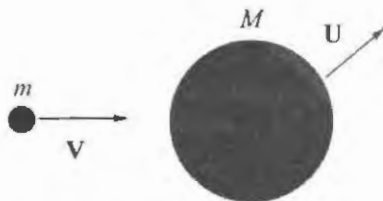


Рис. 1. Схема столкновения нейтрона с ядром

нейтрона в момент столкновения направлена по центру мишени.

В этой ситуации энергия нейтрона $E_n = mV^2/2$, энергия ядра $E_s = MU^2/2$. Энергия, переданная нейтроном ядру при столкновении, равна $\delta E = \mu(V-U)^2/2$. Она идет на изменение внутренней структуры ядра, на его переход в промежуточное квазистационарное состояние.

Переход от неподвижного ядра (при $U = 0$) к движущемуся ($U > 0$) означает переход от среды с нулевой температурой к среде с температурой T , не равной нулю. Таким образом, мгновенное микросечение реакции при ненулевой температуре среды будет равно $\sigma(V, T \neq 0) = \sigma(V-U, T = 0)$. Это "истинное" микросечение единичного взаимодействия "ядро-нейтрон" при ненулевой температуре среды.

В реальности ядер вещества в образце очень много, и их скорость неодинакова ни по направлению, ни по величине, даже если температура среды постоянна. Поэтому вместо "истинного" микросечения σ необходимо рассматривать усредненное по скоростям ядер микросечение, т.н. "макроскопическое микросечение". Пусть скорости ядер распределены с плотностью вероятности $P(U)$. В этом случае скорость реакции при прохождении отрезка вещества бесконечно малой длины будет равна $d\sigma = |V-U|\sigma(|V-U|, T=0)n(r)dP(U)$, где n – концентрация ядер, а $dP(U)$ – вероятность того, что скорость ядра $U \in [U \pm dU]$. Интегрируя по всем возможным скоростям ядра, для эффективного микросечения получим

$$\sigma_{\text{эфф}}(E, T) = \frac{1}{V} \int |V-U|\sigma(|V-U|, T=0)P(U)dU.$$

Этот трехмерный интеграл можно свести к одномерному следующим простым способом [8]. Обозначим относительную скорость нейтрона и ядра как $V_r = V-U$.

Тогда $U = V - V_r$, $dU = dV_r$ и

$$\sigma_{\text{эфф}}(E, T) = \frac{1}{V} \int V_r \sigma(E_r, T=0)P(V-V_r)dV_r, \text{ где } E_r = mV_r^2/2 - \text{относительная энергия нейтрона.}$$

Чаще всего распределение скоростей ядер в веществе описывают с помощью распределения Максвелла, т.е. $P(V-V_r) = (\alpha/\pi)^{3/2} e^{-\alpha(V-V_r)^2}$, где $\alpha = M/(2kT)$, k – постоянная Больцмана. Тогда с учетом изотропности пространства (при наличии внешнего электрического или магнитного поля это в общем случае не так) получим

$$\sigma_{\text{эфф}}(E, T) = \frac{1}{V} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \int_0^{\infty} \int_{-1}^1 V_r \sigma(E_r, T=0) \times$$

$$\times e^{-\alpha(V^2+V_r^2-2VV_r\mu)} 2\pi V_r^2 dV_r d\mu,$$

где $V = |V|$, $V_r = |V_r|$, $\mu = \cos\theta$.

Внутренний интеграл вычисляется просто:

$$\int_{-1}^1 e^{-\alpha(V^2+V_r^2-2VV_r\mu)} d\mu = \frac{1}{2\alpha V V_r} (e^{-\alpha(V-V_r)^2} - e^{-\alpha(V+V_r)^2}).$$

В результате получим конечную формулу для сечения

$$\sigma_{\text{эфф}}(E, T) = \frac{1}{V^2} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{1/2} \int_0^{\infty} V_r^2 \sigma(E_r, T=0) \times$$

$$\times (e^{-\alpha(V^2-V_r^2)} - e^{-\alpha(V^2+V_r^2)}) dV_r.$$

Видно, что подынтегральная функция есть произведение сечения на весовую функцию $\rho(V_r, V)$:

$$\sigma_{\text{эфф}}(E, T) = \frac{1}{V^2} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{1/2} \int_0^{\infty} \rho(V_r, V) \sigma(E_r, T=0) dV_r \equiv \frac{1}{V^2} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{1/2} I_n,$$

$$\text{где } I_n = \int_0^{\infty} \rho(V_r, V) \sigma(E_r, T=0) dV_r,$$

$$\rho(V_r, V) = V_r^2 (e^{-\alpha(V^2-V_r^2)} - e^{-\alpha(V^2+V_r^2)}) =$$

$$= \rho_1(V_r, V) - \rho_2(V_r, V),$$

$$\rho_1(V_r, V) = V_r^2 e^{-\alpha(V^2-V_r^2)}, \quad \rho_2(V_r, V) = V_r^2 e^{-\alpha(V^2+V_r^2)}.$$

$\rho(V_r, V)$ – гладкая функция с одним максимумом. Экспонента определяет ее быстрое спадание при $(V \pm V_r) \rightarrow +\infty$, в связи с чем при интегрировании можно перейти от нулевого и бесконечного пределов к некоторым конечным пределам. Таким характерным пределом для функции вида $e^{-\alpha x^2}$ может служить, например, $x_p = 4/\sqrt{\alpha}$ (предложено в [8]), поскольку $e^{-\alpha x_p^2} = e^{-16} \approx 10^{-7}$ – уже достаточно малая для численного интегрирования величина.

Тогда для функций ρ_1 и ρ_2 соответственно $|V_r - V| < 4/\sqrt{\alpha} \Rightarrow (V - 4/\sqrt{\alpha}) < V_r < (V + 4/\sqrt{\alpha})$ и $(V_r + V) < 4/\sqrt{\alpha} \Rightarrow 0 < V_r < (4/\sqrt{\alpha} - V)$.

Так как $V > 0$, то для суммарной весовой функции ρ получим следующие пределы интегрирования:

$$\left. \begin{aligned} (V - 4/\sqrt{\alpha}) < V_r < (V + 4/\sqrt{\alpha}), \text{ если } (V - 4/\sqrt{\alpha}) > 0; \\ 0 < V_r < (V + 4/\sqrt{\alpha}), \text{ если } (V - 4/\sqrt{\alpha}) < 0. \end{aligned} \right\} (1)$$

Нетрудно посчитать, что диапазон энергии нейтрона, соответствующий диапазону его скорости, равен

$$\Delta \varepsilon = \frac{m}{2} \left(V + \frac{4}{\sqrt{\alpha}} \right)^2 - \frac{m}{2} \left(V - \frac{4}{\sqrt{\alpha}} \right)^2 = \frac{8mV}{\sqrt{\alpha}}. \quad (2)$$

Если $(V - 4/\sqrt{\alpha}) < 0$, то он меньше (2).

Отметим для справки, что вторая составляющая весовой функции

$\rho_2(V_r, V) = V_r^2 e^{-\alpha(V_r^2 + V^2)} = V_r^2 e^{-\frac{M}{2kT} \left(\frac{2E_n}{m} + V_r^2 \right)}$ падает с ростом энергии налетающего нейтрона и растет с ростом температуры среды. В "реакторном" диапазоне температур от 300 до 3 000 К функция ρ_2 пренебрежимо мала уже при энергии нейтрона $\geq 0,1$ эВ, поэтому в диапазоне интегрирования (1) выполняется приближенное равенство $\rho(V_r, V) \approx V_r^2 e^{-\alpha(V_r^2 - V^2)}$.

С точки зрения численного интегрирования весовая функция $\rho(V_r, V)$ достаточно гладкая и не требует слишком подробного разбиения диапазона интегрирования. В отношении же сечения реакции $\sigma(E_r, T=0)$ в общем случае этого сказать нельзя. Зависимость сечения от скорости нейтрона сложна и имеет ярко выраженный резонансный характер, а производная в исследуемом диапазоне может достигать очень больших величин. При этом в диапазоне интегрирования могут оказаться один или несколько резонансов. Таким образом, подынтегральная функция имеет сложную форму с быстроменяющейся производной. Пример зависимости сечения поглощения и подынтегральной функции от скорости нейтрона для ^{239}Pu при температуре $T = 300$ К и энергии нейтрона $E_n = 1000$ эВ дан на рис. 2.

Такой вид подынтегральной функции приводит к нецелесообразности использования интерполяционных схем численного интегрирования высоких порядков. Расчеты подтверждают это и показывают, что в диапазоне темпера-

тур от 300 до 3 000 К наиболее эффективным по соотношению "точность/время" оказывается метод трапеций.

Необходимо отметить, что расчет единичного неуширенного сечения по формуле Рейха – Мура долгов в отличие от методов Адлера – Адлера и Брейта – Вигнера. Поэтому вычисление уширенных сечений численным интегрированием с прямым расчетом неуширенных сечений по формулам Рейха – Мура оказывается чрезвычайно ресурсоемким, что приводит к характерным временам счета на три-четыре порядка большим, чем при использовании формул Адлера – Адлера и Брейта – Вигнера. Этот факт делает прямой алгоритм расчетов практически бесполезным.

В программе TREND применена следующая схема ускорения. В качестве первого шага для всех изотопов на всем диапазоне энергии нейтрона (от 10^{-5} эВ до верхней границы области разрешенных резонансов) предварительно рассчитываются исходные (неуширенные) сечения всех реакций. При этом разбиение диапазона энергии по точкам проводится таким образом, чтобы разница сечений на двух соседних точках не превышала 10%. Полученный таким образом интерполяционный массив записывается в специальную промежуточную библиотеку файлов, которые содержат всю необходимую информацию для расчета сечений. Типичное число интерполяционных точек составляет для разных изотопов от 50 000 до 8 500 000.

При расчете уширенных сечений (т.е. при численном интегрировании) программа TREND скачивает из промежуточной библиотеки ин-

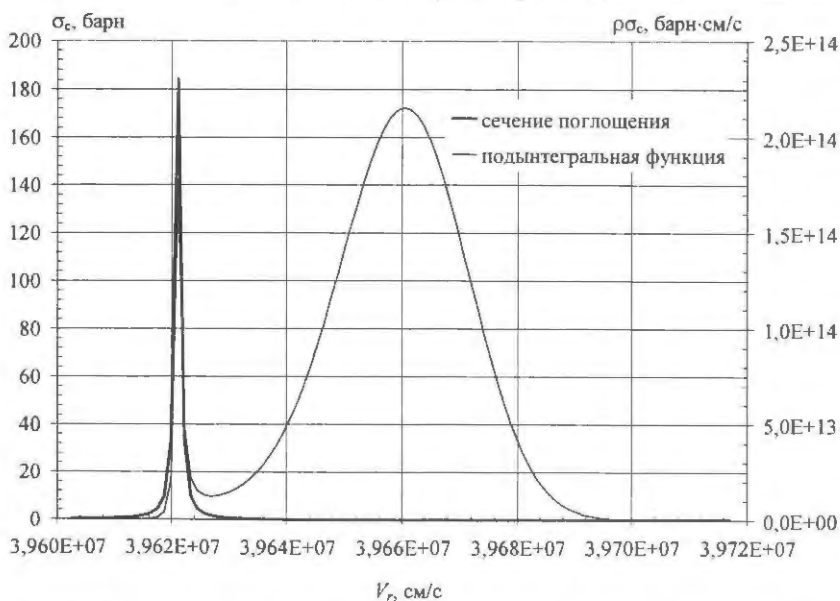


Рис. 2. Зависимость сечения поглощения и подынтегральной функции от скорости нейтрона для ^{239}Pu при температуре 300 К и энергии нейтрона 1000 эВ

терполяционные данные и вместо прямого расчета по формулам Рейха – Мура производит интерполяцию между двумя точками, что заметно быстрее. Эффективность подобной схемы очень сильно зависит от применяемого алгоритма нахождения нужной пары точек в интерполяционной сетке по энергии, если число интерполяционных точек велико. В программе TREND выбран алгоритм деления интерполяционной шкалы пополам. Это практически оптимальный алгоритм, его преимущество в том, что скорость поиска слабо зависит от места точки в интерполяционном массиве. Замеры показали, что по сравнению с прямым расчетом скорость счета увеличилась на три порядка и приблизилась к скорости при использовании методов Адлера – Адлера и Брейта – Вигнера.

1.3. *Сравнение с программой NJOY.* Сравнение результатов расчета сечения деления ^{239}Pu по программам NJOY и TREND для температуры 300 К дает среднеквадратическое различие на диапазоне энергии нейтрона $10^{-5} \dots 2\ 500$ эВ (26 000 расчетных точек) около 0,5 %. Максимальное различие составляет около 10 % при малых величинах сечений.

Программа TREND написана на языке Fortran в среде Visual Studio и полностью переносима на другие платформы. В настоящее время программа TREND внедрена в код MCU.

2. Верификация данных банка РОСФОНД по изотонам U и Pu в сравнении с данными Международного банка ICSBER с применением программ TREND и MCU

В программах Роснауки имеются разделы по фундаментальным проблемам энергетики и, в частности, по проблемам использования ядерной энергии. В рамках этих программ создается российский банк оцененных ядерных данных РОСФОНД [9], который будет содержать данные для всех существенных нуклидов.

Проведен первый этап тестирования этих данных по результатам интегральных критических экспериментов, отобранных международной группой экспериментов NEA/OECD и помещенных в сборник ICSBER [10].

По программе MCU-5 сделана предварительная проверка качества данных банка РОСФОНД по нуклидам урана (^{234}U , ^{235}U , ^{238}U) и плутония на основе сравнения расчетов эффективного коэффициента $K_{\text{эф}}$ размножения нейтронов с измеренными данными, содержащимися в банке ICSBER.

Программа MCU-5 является развитием аттестованной ранее программы MCU-REA/1 для

расчетов ВВЭР и предназначена для решения однородных (на критичность) и неоднородных (с заданным источником) уравнений переноса нейтронов методом Монте-Карло с использованием различных библиотек оцененных ядерных данных. Она позволяет решать задачи для систем с произвольной трехмерной геометрией и с учетом изменения изотопного состава в энергетической области от 10^{-5} эВ до 20 МэВ с точностью, лимитируемой только точностью применяемой константной базы.

В данной работе использована следующая схема проверки качества ядерных данных библиотеки РОСФОНД. Сначала проводится расчет на критичность экспериментов из ICSBER по традиционным библиотекам MCU, после чего проводился второй расчет с константами делящихся нуклидов, взятыми из библиотеки РОСФОНД. При этом константы неделящихся материалов брались из библиотек MCU. Таким образом для каждой из конфигураций рассчитывались два варианта:

- 1) расчет для всех нуклидов по штатной библиотеке MCUDB50 программы, собранной из модулей пакета MCU-5;
- 2) для нуклидов ^{234}U , ^{235}U и ^{238}U : в диапазоне энергии от 4,65 кэВ до 20 МэВ – поточечное представление сечений из библиотеки РОСФОНД, полученное с помощью программы NJOY; в диапазоне от 10^{-5} эВ до 4,65 кэВ – расчет сечений по модели Рейха – Мура по данным библиотеки РОСФОНД.

Полученные результаты приведены в табл. 1...3. Там же приведены результаты расчетов, содержащихся в описаниях бенчмарк-экспериментов при их сдаче в банк ICSBER.

2.1. *Проверка качества констант изотопов урана библиотеки РОСФОНД применительно к расчетам реакторов типа ВВЭР.* Проверка качества констант проводилась с использованием данных экспериментов [11], выполненных на стенде “П” (РНЦ “Курчатовский институт”) с идентификационным номером в LEU-COMP-THERM-061 и на стенде ZR-6 (ЦИФИ, Будапешт) с идентификационным номером LEU-COMP-THERM-015.

Конструкция стенда “П” для проведения данных экспериментов представляла собой гексагональные (с шагом 1,27 см) решетки твэлов из UO_2 топлива в легкой воде, возмущенные борными, гафниевыми, диспрозиевыми поглощающими стержнями или водяными полостями с алюминиевыми трубками-вытеснителями или без них. В экспериментах исследовались эффективность различных поглотителей нейтро-

нов (B_4C , Dy_2TiO_5 , Hf) и изменение размножающих свойств активной зоны при снижении плотности замедлителя путем вытеснения воды алюминиевыми трубками. При этом существенно изменялся спектр нейтронов (так как применялись резонансные поглотители нейтронов, изменялась доля воды в зоне), что важно для проверки правильности сечений делящихся нуклидов в резонансной области. Массовое обогащение топлива по ^{235}U равнялось 4,4 %. Всего сравнивались 10 экспериментов.

Число твэлов в экспериментах с первого по восьмой равно 762. Картограммы загрузки были двух типов: с поглотителями в 3-м и 6-м рядах. Эксперименты 9 и 10 моделировали снижение плотности теплоносителя в межкассетном зазоре бассейна выдержки облученного топлива. Снижение плотности теплоносителя моделировалось установкой пустых алюминиевых трубок. В этих экспериментах концентрация борной кислоты составляла 0,50 г/л в варианте с трубками и 0,51 г/л в варианте без вытеснителей воды. Активная зона включала в себя 1 309 твэлов и 342 полые трубки, которые устанавливались в узлах регулярной треугольной решетки с шагом, равным $12,7 \pm 0,02$ мм. Эффективная плотность замедлителя в зазоре, имитирующем межкассетное пространство с учетом всех установленных трубок, составляла 0,45 г/л. Конструкция и материальный состав твэлов были те же, что и в предыдущей группе экспериментов. Эксперименты выполнялись при температуре 18 °С.

Значение $K_{эф}$ у бенчмарк-модели во всех 10 вариантах в пренебрежении примесями различных элементов в топливе и допусками в размерах конструкционных элементов составило $1,0005 \pm 0,0023$. В табл. 1 дается сравнение ре-

зультатов расчетов этих критических экспериментов по программе MCU-5 с измеренными данными и расчетами по другим программам. Статистическая погрешность всех результатов не превышает 0,1 % и представлена в верхней строке таблицы.

Из сравнения результатов следует, что расчеты, выполненные по традиционным константам MCU и константам банка РОСФОНД, хорошо согласуются между собой и с экспериментальными данными.

Отметим, что в расчетах четырех вариантов с гафниевыми поглотителями имеется систематическое превышение $K_{эф}$ на 0,2 %. Это различие сопоставимо с экспериментальной погрешностью измерения $K_{эф}$, но все же константы MCU-5 ближе к экспериментальным данным. В обоих расчетах используются одни и те же сечения гафния, поэтому различие кроется в сечениях изотопов урана. Как показало сравнение скоростей реакций, для ^{234}U они практически одинаковы. Из скоростей ^{235}U и ^{238}U наибольшее различие дает более высокое число вторичных нейтронов для ^{235}U в константах РОСФОНД. Конечно, такое объяснение требует более детального обоснования.

Далее представлены результаты оценки данных библиотеки РОСФОНД для ^{235}U по программе MCU для экспериментов на сборке ZR-6, размещенных в четвертом томе банка ICSBER [12]. Сборка ZR-6 представляла собой цилиндрический бак из нержавеющей стали, заполненный водой, с открытой верхней частью. Твэлы, применяемые в измерениях, идентичны твэлам ВВЭР, но укорочены до 125 см.

Активные зоны критсборки собирались из сплошной (в основании) и двух перфорирован-

Таблица 1. Сравнительные результаты расчетов экспериментов на стенде "П"

Вариант	Поглотитель	Высота залива воды $H_{кр}$, см	MCU-5 (MCUDB50) $K_{эф}, \pm 0,0007$	MCU-5 (RUSFOND) $K_{эф}, \pm 0,0007$	KENO (238 гр. ENDF/B-V) $K_{эф}, \pm 0,0009$
1	B_4C	96,60	0,9996	1,0008	0,9974
2	B_4C	96,27	0,9987	0,9997	0,9948
3	Hf_{rod}	91,99	1,0006	1,0028	0,9972
4	Hf_{rod}	90,48	0,9997	1,0021	0,9980
5	Hf_{tube}	80,30	1,0036	1,0049	1,0002
6	Hf_{tube}	77,66	1,0007	1,0026	0,9986
7	$Dy_2O_3 \cdot TiO_2$	77,32	1,0012	1,0014	0,9965
8	$Dy_2O_3 \cdot TiO_2$	75,41	1,0012	1,0014	0,9961
9	Al вытеснитель	45,22	1,0010	1,0017	0,9997
10	Без вытеснителя	80,88	0,9954	0,9960	0,9951

ных (верхней и нижней) дистанционирующих плит, изготовленных из нержавеющей стали, в отверстия которых вставлялись твэлы и поглощающие элементы (пэлы). В разных экспериментах использовались и промежуточные дистанционирующие плиты, расположение и материал которых изменялись в зависимости от характера экспериментов.

Во всех экспериментах замедлителем служила либо чистая вода, либо водный раствор борной кислоты различной концентрации. В температурных экспериментах замедлитель нагревался во внешнем баке и затем заливался во внутреннюю емкость. Максимальная рабочая температура, достижимая в сборке ZR-6M, составляла 130 °C при давлении 0,36 МПа. Толщина отражателя снизу и сбоку от активной зоны была физически бесконечной. Критичность достигалась изменением уровня воды в активной зоне.

В ходе экспериментов исследовано около 300 различных конфигураций активных зон, которые можно разделить на два типа: регулярные и возмущенные решетки. Регулярные решетки собирались из твэлов с одинаковым обогащением. В возмущенных решетках по определенным правилам некоторые твэлы либо удалялись, либо заменялись пэлами.

При оценке качества библиотеки РОСФОНД для изотопов урана ^{234}U , ^{235}U , ^{238}U выбраны 2 конфигурации сборки ZR-6: № 243/243 (расчетный вариант LCT15_243) и № 1244/244 (расчетный вариант LCT15_1244).

В табл. 2 представлены результаты шести расчетов по программе MCU-5, а также результаты из верификационного отчета № 32/1-316-97 "Проверка качества программы MCURFFI/A по результатам сравнения данных расчетов и экспериментов на сборке ZR-6 применительно к реакторам типа ВВЭР" (1997 г.). Статистическая погрешность всех результатов не превышает 0,1 % и представлена в верхней строке таблицы. Видно, что расчеты по MCU-5 с константами MCUDB50 и РОСФОНДа находятся в хорошем согласии с экспериментами.

2.2. Проверка качества констант для изотопов плутония библиотеки РОСФОНД с помощью программы MCU-5 по данным Между-

народного банка критических экспериментов ICSBEP. Далее рассмотрены эксперименты из первого тома банка ICSBEP [13], имеющие расчетную область сферической геометрии. Активная зона представляет собой сферу, заполненную водным раствором нитратного плутониевого топлива. Она имеет тонкую оболочку из нержавеющей стали и легководный отражатель.

Внешний размер раствора 15,34 см, стальной оболочки 15,47 см, водяного отражателя 45,47 см при температуре 27 °C. В этой серии оценены 7 экспериментов. Расчетная геометрия не менялась, а изменялось соотношение Pu, NO_3 и H_2O , а также примеси железа. Критическое состояние достигалось подбором соотношения этих компонент. Экспериментальный коэффициент размножения $K_{\text{эф}}$ данной бенчмарк-модели во всех экспериментах оценен как $1,0000 \pm 0,0047$. Массовая доля изотопа ^{239}Pu в плутонии составляла 96,88 %, а ^{240}Pu – 3,12 %.

Из табл. 3 видно, что расчеты по программам MONK6B с константами UKNDL [13], APOLLO с константами MORET III [13], MCURFFI/A с константами MCUDAT-1.0 [14] и MCU-REA с константами MCUDAT-2.1 [14] с учетом экспериментальной и расчетной погрешностей относительно неплохо согласуются с экспериментами. Также хорошо согласуются с экспериментами и расчеты по MCU-5 с константами MCUDB50. А вот расчеты 1996 г. по программе MCNP с константами ENDF/B-V имеют систематическое превышение $K_{\text{эф}}$ над экспериментальным значением около 1 %. Похожее систематическое отклонение имеют и расчеты, выполненные по MCU-5 с константами РОСФОНДа. Статистическая погрешность всех результатов не превышает 0,1 % и представлена в верхней строке таблицы.

В ICSBEP [13] приводятся также и самые поздние расчеты (табл. 4), выполненные по MCNP-5 после различных коррекций ядерных данных. Новые результаты гораздо лучше согласуются с экспериментом. Правда, расчеты приведены лишь для трех из семи экспериментов.

Таблица 2. Сравнительные результаты расчетов экспериментов на сборке ZR-6

Конфигурация сборки	KENO (16 гр., Hansen Roach)	KENO (27 гр., ENDF/B-IV), $K_{\text{эф}}$	MCU-5, MCUDB50 $K_{\text{эф}}, \pm 0,0006, 2008$	MCU-5, RUSFOND $K_{\text{эф}}, \pm 0,0006, 2008$
LCT15_243	0,9951	0,9921	1,0015	1,0015
LCT15_1244	0,9944	0,9910	0,9979	1,0000

Таблица 3. Сравнительные результаты расчетов экспериментов из банка ICSBEP

№	MCNP ENDF/B-V ± 0,0010, 1996	MONK6B (UKNDL) ± 0,0015, 1996	APOLLO MORET III ± 0,0010, 1996	MCU-RFFI/A, MCUDAT-1.0 ± 0,0012, 1999	MCU-REA, MCUDAT-2.1 ± 0,0010, 1999	MCU-5 MCUDB50 ± 0,0010, 2008	MCU-5 RUSFOND ± 0,0010, 2008
1	1,0126	1,0024	0,9992	1,0007	0,9998	0,9987	1,0090
2	1,0095	1,0008	0,9988	1,0014	1,0000	0,9993	1,0103
3	1,0105	1,0032	0,9981	1,0006	0,9976	0,9993	1,0086
4	1,0117	1,0048	1,0000	1,0013	1,0022	1,0010	1,0114
5	1,0119	1,0044	1,0023	1,0038	1,0057	1,0050	1,0136
6	1,0108	1,0035	1,0002	1,0024	1,0001	0,9998	1,0094
7	1,0128	1,0032	1,0020	1,0043	1,0037	1,0018	1,0117

Таблица 4. Результаты расчетов экспериментов из банка ICSBEP по коду MCNP

№	$K_{эф}$, экспери- мент	MCNP5 (ENDF/B-VI.8)	MCNP5 (ENDF/B-VII)
1	1,0000 ± 0,0047	1,0020 ± 0,0002	1,0028 ± 0,0002
2	1,0000 ± 0,0047	1,0030 ± 0,0002	1,0040 ± 0,0002
3	1,0000 ± 0,0047	1,0018 ± 0,0002	1,0034 ± 0,0002

Из анализа результатов расчетов экспериментов с плутониевым топливом по различным программам и разным базам ядерных данных следует, что константы ENDF/B-V и РОСФОНДа дают отклонение от эксперимента порядка 1 % в сторону завышения $K_{эф}$. Расчеты по MCU-5 с константами MCUDB50 находятся в хорошем согласии с экспериментами.

Более подробное сравнение показывает, что скорости реакций поглощения и деления на ^{240}Pu , а также произведения числа вторичных нейтронов на скорость деления приблизительно одинаковы как в MCUDB50, так и в РОСФОНДе, а все различие в коэффициенте размножения нейтронов объясняется различием констант для ^{239}Pu . Причем наибольший вклад в это различие дают более высокие значения числа вторичных нейтронов, а на втором месте по вкладу – более высокие значения сечения деления.

Таким образом, существует необходимость в дополнительном анализе ядерных данных библиотеки РОСФОНД для изотопа ^{239}Pu .

Заключение

В работе описаны алгоритмы, реализованные в программе TREND, предназначенной для восстановления сечений нейтронных реакций в области разрешенных резонансов по библиотекам оцененных ядерных данных по методам Брейта – Вигнера, Адлера – Адлера и Рейха – Мура, а также расчета доплеровского уширения полученных сечений.

Приведены первые результаты сравнения расчетов по MCU-5 с использованием программы TREND с данными оцененных экспериментов. Получено, что статистическая погрешность всех результатов не превышает 0,1 %. Расчеты по MCU-5 с константами MCUDB50 для нуклидов ^{234}U , ^{235}U , ^{238}U и константами РОСФОНДа находятся в хорошем согласии с экспериментами.

Из анализа сравнения результатов расчетов экспериментов для нуклидов ^{239}Pu , ^{240}Pu по различным программам и разным базам ядерных данных следует, что константы ENDF/B-V и РОСФОНДа имеют отклонение от эксперимента около 1 % в сторону завышения $K_{эф}$. Расчеты по MCU-5 с константами MCUDB50 находятся в хорошем согласии с экспериментами. Однако желательно еще раз провести оценку ядерных данных РОСФОНДа для изотопа ^{239}Pu .

Работа по оценке данных банка РОСФОНД выполнена по государственному контракту № 02.516.11.6113 от 08.08.2007 г. Федерального Агентства по науке и инновациям.

Список литературы

1. *Rose P.F., Dunford C.L.*, Eds. ENDF-102, Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENDF-6. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, limited distribution informal report BNL-NCS-44945 (July 1990).
2. *The JEFF-3.1 Nuclear Data Library*. JEFF Report 21. NEA No. 6190, OECD 2006.
3. *Shibata Keiichi et al.* Japanese Evaluated Nuclear Data Library. Version 3. Revision-3: JENDL-3.3 // J. Nucl. Sci. Technol., vol. 39, No. 11, pp. 1125–1136.
4. *Blokhin A.I., Ignatyuk A.V., Kuzminov B.D. et al.* / In: Proc. of Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. Julich, FRG. 1991. P. 800.
5. *Reich C.W., Moore M.S.* // Phys. Rev. 111, 929 (1958).
6. *Lynn J.E.* The theory of neutron resonance reactions. Oxford, Clarendon press, 1968.
7. *Лейн А., Томас Р.* Теория ядерных реакций при низких энергиях. Пер. с англ. М.: ИИЛ, 1960.

8. MacFarlane R.E., Muir D.W. The NJOY Nuclear Data Processing System. Version 91. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87545, 1991.

9. Забродская С.В., Игнатюк А.В., Коцеев В.Н., Манохин В.Н., Николаев М.Н., Проняев В.Г. РОС-ФОНД – российская национальная библиотека оцененных нейтронных данных // ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 2007, вып. 1-2.

10. International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments, NEA/NSC/DOC (95)03, Sept. 2007. Edition.

11. Alexeyev N.I., Krainov Yu.A., Kravchenko Yu.Ya., Sidorenko V.D., Tsvetkov V.M. VVER physics experiments: hexagonal (1.27-cm pitch) lattices of UO₂ fuel (4.4 wt.%, U²³⁵) rods in light water, perturbed by boron, hafnium, or dysprosium absorber rods, or by water gap with/without aluminum tubes. Ibid, v. IV. LEU-COMP-THERM-061.

12. Szatmary Zoltan. The VVER Experiments: Regular and Perturbed Hexagonal Lattices of Low-Enriched UO₂ Fuel Rods in Light Water. – Ibid, v. IV. LEU-COMP-THERM-015.

13. Carter R.D., Blyckert W.A., Wilcox A.D. et al. Water-Reflected 12-inch Diameter Spheres of Plutonium Nitrate Solutions. – Ibid, v. I. PU-SOL-THERM-002.

14. Alexeyev N.I., Gomin E.A. Validation of the MCU-REA code for Pu and MOX fuel system / Proc. the Sixth Int. Conf. on the Physics of Nuclear Criticality Safety. Sept. 1999. Versailles, France. V. 3, pp. 1114–1122.

Контактная информация об авторах статьи –
Чичулин Николай Львович, нач. лаб., тел. (моб.):
8-905-536-5571, e-mail: chichulin@lmdp.kiae.ru;
Кулаков Андрей Сергеевич, с.н.с., тел. (моб.):
8-916-561-1898, e-mail: novik@adis.vver.kiae.ru

УДК 621.039.546

Восстановление локальных нейтронно-физических функционалов в методе поверхностных гармоник

В.Ф. Бояринов, В.А. Невиница,

РНЦ “Курчатовский Институт”, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 17.11.2008 г.

Получены, реализованы в программе SUHAM и верифицированы формулы для восстановления локальных нейтронно-физических функционалов при трехэтапном расчете двумерной зоны ВВЭР-1000 методом поверхностных гармоник (МПГ).

Ключевые слова: восстановление локальных функционалов, метод поверхностных гармоник, программа SUHAM, ВВЭР-1000.

Reconstruction of the Local Neutron-Physical Functionals in Surface Harmonics Method. V.F. Boyarinov, V.A. Nevinitza. RRC KI, Kurchatov Sq., 1, Moscow, 123182. Formulas for reconstruction of the local neutron-physical functionals in three-stage 2D calculation of VVER-1000 core by surface harmonics method are derived, realized in SUHAM code and verified.

Key words: Reconstructions of Local Functionals, Surface Harmonics Method, SUHAM-U Code, VVER-1000.

Введение

В МПГ [1...5] в качестве неизвестных величин в конечно-разностных уравнениях выступают групповые векторы, связанные с тем или иным законом втекания нейтронов в ячейку через ее границу. Вектор средних по ячейке групповых потоков, также как и векторы средних по зонам ячеек групповых потоков не входят в конечно-разностные уравнения в качестве неизвестных векторов. В результате усложняется процедура нахождения векторов групповых реакций, в том числе и средних по ячейке, и средних по зонам ячейки групповых потоков. В случае, если расчет проводится в три этапа – ячейка-ТВС-реактор, то расчет векторов групповых реакций еще более усложняется.

На первом этапе проводятся групповые расчеты ячеек с разными граничными условиями и на их основе готовятся эффективные групповые характеристики ячеек. На втором этапе проводятся групповые расчеты ТВС с разными граничными условиями и на их основе готовятся эффективные групповые характеристики ТВС. При этом внутри ТВС решаются групповые конечно-разностные уравнения МПГ с тремя пробными матрицами. На третьем этапе проводится решение групповых крупносеточных конечно-разностных уравнений МПГ с тремя-шестью пробными матрицами. При этом необходимо рассчитывать и хранить матрицы реакций для как ячеек, так и ТВС, причем это необходимо делать для каждого типа реакции.

Возможен и несколько другой путь восстановления локальных функционалов. В этом случае рассчитываются только матрицы реакций для среднего потока и восстанавливаются только средние по зонам ячеек и по ячейкам потоки. При этом для расчета любых других функционалов необходимо на этапе подготовки групповых сечений запомнить групповые сечения как по изотопам, так и материалам. Именно этот путь используется в программе SUNAM-U [6, 7] и описан в этой статье, что существенно уменьшает количество запоминаемой и передаваемой из этапа в этап информации.

1. Формулы для восстановления локальных функционалов при трехэтапном расчете двумерного слоя ВВЭР

Итак, пусть двумерный слой реактора ВВЭР-1000 рассчитывается с помощью МПГ в 3 этапа, предполагая, что при переходе от этапа к этапу число расчетных групп не меняется. Обозначим векторы и матрицы, относящиеся к ячейке, нижним индексом c , векторы и матрицы, относящиеся к ТВС, нижним индексом FA (fuel assembly), а относящиеся ко всему рассчитываемому объекту нижним индексом R .

Представим групповую функцию распределения нейтронов в двумерной активной зоне ядерного реактора в виде суперпозиции пробных матриц в ТВС

$$\Phi_R^N(w) = \sum_{i=0}^{I_{FA}} \sum_{n=0}^{N_{FA}} \Phi_{FA,i}^{(n)}(w) \mathbf{I}_{FA,i}^{(n)}, \quad (1)$$

где $\Phi_{FA,i}^{(n)}(w)$ – пробные матрицы для ТВС, i – номер ТВС, I_{FA} – количество ТВС, n – номер пробной матрицы в ТВС, $(N_{FA} + 1)$ – количество пробных матриц в каждой ТВС, $w = \{r, \Omega\}$, $\mathbf{I}_{FA,i}^{(n)}$ – вектор неизвестных групповых амплитуд.

Групповые пробные матрицы в ТВС представляются в виде суперпозиции пробных матриц в ячейках

$$\Phi_{FA,i}^{(n)}(w) = \sum_{k=1}^{K_c} \sum_{n'=0}^{N'_c} \Phi_{c,k,i}^{(n')}(w) \mathbf{I}_{c,k,i}^{(n')}, \quad (2)$$

где $\Phi_{c,k,i}^{(n')}(w)$ – пробные матрицы в ячейках, K_c – количество ячеек в каждой ТВС, n' – номер пробной матрицы в ячейке, $(N'_c + 1)$ – количество пробных матриц в каждой ячейке, $\mathbf{I}_{c,k,i}^{(n')}$ – групповой вектор неизвестных амплитуд для пробной матрицы с номером n' в ячейке k .

В результате групповой вектор распределения нейтронов в активной зоне реактора представляется в виде

$$\Phi_R^N(w) = \sum_{i=0}^{I_{FA}} \sum_{n=0}^{N_{FA}} \sum_{k=1}^{K_c} \sum_{n'=0}^{N'_c} \Phi_{c,k,i}^{(n')}(w) \mathbf{I}_{c,k,i}^{(n')} \mathbf{I}_{FA,i}^{(n)}, \quad (3)$$

где $\mathbf{I}_{c,k,i}^{(n,n')} = (\mathbf{I}_{c,k,i,1}^{(n,n')}, \mathbf{I}_{c,k,i,2}^{(n,n')}, \dots, \mathbf{I}_{c,k,i,G}^{(n,n')})$.

Запишем выражение (3) в виде

$$\Phi_R^N(w) = \sum_{i=0}^{I_{FA}} \sum_{k=1}^{K_c} \Phi_{c,i,k}^N(w), \quad (4)$$

где

$$\Phi_{c,i,k}^N(w) = \sum_{n=0}^{N_{FA}} \sum_{n'=0}^{N'_c} \Phi_{c,k,i}^{(n')}(w) \mathbf{I}_{c,k,i}^{(n,n')} \mathbf{I}_{FA,i}^{(n)} \quad (5)$$

– групповая функция распределения нейтронов в ячейке k в ТВС i . Значения элементов матриц $\mathbf{I}_{c,k,i}^{(n,n')}$ получаются в процессе расчета матриц $\Phi_{c,k,i}^{(n')}(w)$, а значения элементов векторов $\mathbf{I}_{FA,i}^{(n)}$ – в процессе крупно-сеточного расчета.

Рассмотрим формулы для группового вектора реакции в ячейке, ограничиваясь только симметричными по объему ячейки реакциями (симметричность означает независимость от азимутального угла – угла между вектором ρ и осью X), при этом $n' = 0$. Умножим каждый групповой элемент вектора $\Phi_{c,i,k}^N(w)$ на групповое сечение типа “ x ” – $\Sigma_x^g(r)$ и проинтегрируем результат по $\{r, \Omega\}$. В результате вектор реакции типа x в ячейке k в ТВС i можно записать в виде

$$\mathbf{F}_{k,i}^x = V_c \bar{\mathbf{F}}_{c,k,i}^x \sum_{n=0}^{N_{FA}} \mathbf{I}_{c,k,i}^{(n,0)} \mathbf{I}_{FA,i}^{(n)}, \quad (6)$$

где V_c – объем двумерной ячейки,

$$(\bar{\mathbf{F}}_{c,k,i}^x)_{gg'} = \frac{1}{V_c} \int_{V_c} d\mathbf{r} \Sigma_x^g(r) (\Phi_{c,k,i}^{(0)}(r))_{gg'}, \quad (7)$$

$$\Phi_{c,k,i}^{(0)}(r) = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} d\Omega \Phi_{c,k,i}^{(0)}(r, \Omega). \quad (8)$$

Вектор $\mathbf{I}_{c,k,i}^{(n,0)}$ может быть выражен через групповой вектор $\Phi_{c,k,i}^{(n)}$ уровней нейтронов [8] в ячейках. Именно последние векторы являются неизвестными, когда рассчитываются пробные векторы $\Phi_{FA,i}^{(n)}(w)$ в ТВС:

$$\mathbf{I}_{c,k,i}^{(n,0)} = \frac{V_c}{Ma_c} \sum_{c,k,i} \Phi_{c,k,i}^{(n)}, \quad (9)$$

где a_c – длина одной граничной стороны двумерной ячейки, M – число граничных сторон ячейки, $\Sigma_{c,k,i}$ – матрица эффективных сечений в ячейке (см., например, [4, 5]). Запишем выражение (9) в матричной форме, т.е.

$$\mathbf{I}_{c,k,i}^{(n,0)} = \frac{V_c}{Ma_c} \sum_{c,k,i} \Phi_{c,k,i}^{(n)}. \quad (10)$$

Подстановка (10) в выражение (6) дает

$$\mathbf{F}_{k,i}^x = V_c \bar{\mathbf{F}}_{c,k,i}^{*x} \sum_{c,k,i} \sum_{n=0}^{N_{FA}} \Phi_{c,k,i}^{(n)} \mathbf{I}_{FA,i}^{(n)}, \quad (11)$$

где

$$(\bar{\mathbf{F}}_{c,k,i}^{*x})_{gg'} = \frac{1}{\Pi_c V_c'} \int dr \Sigma_x^g(\mathbf{r}) (\Phi_{c,k,i}^{(0)}(\mathbf{r}))_{gg'}. \quad (12)$$

Здесь Π_c – периметр ячейки. Перепишем (11)

в виде

$$\mathbf{F}_{k,i}^x = V_c \bar{\mathbf{F}}_{c,k,i}^{*x} \sum_{n=0}^{N_{FA}} \Phi_{c,k,i}^{(n)} \mathbf{I}_{FA,i}^{(n)}, \quad (13)$$

где

$$\bar{\mathbf{F}}_{c,k,i}^{*x} = \bar{\mathbf{F}}_{c,k,i}^{*x} \Sigma_{c,k,i}. \quad (14)$$

Точно такие матрицы $\bar{\mathbf{F}}_{c,k,i}^{*x}$ для ячеек рассчитываются в модуле РАЦИЯ [9, 10] программы SUHAM-U. Пусть $(N_{FA}+1) = 6$, т.е. используются 6 пробных матриц для каждой ТВС. Незвестные векторы $\mathbf{I}_{FA,i}^{(n)}$ могут быть выражены через групповые векторы $\Phi_{FA,i}$, $\mathbf{X}_{FA,i}^{(1)}$, $\mathbf{X}_{FA,i}^{(2)}$ и $\mathbf{X}_{FA,i}^{(3)}$ [11]. Именно последние векторы являются неизвестными в крупно-сеточных уравнениях МПГ с шестью пробными матрицами на каждую ТВС. В соответствии с [11] можно записать

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{I}_{FA,i}^{(0)} &= \frac{V_{FA}}{MS_{FA}} \Sigma_{FA,i} \Phi_{FA,i}; \\ \mathbf{I}_{FA,i}^{(3)} &= \frac{2V_{FA}}{MS_{FA}} \Sigma_{FA,i}^{(1)} \mathbf{X}_{FA,i}^{(1)}; \\ \mathbf{I}_{FA,i}^{(4)} &= \frac{2V_{FA}}{MS_{FA}} \Sigma_{FA,i}^{(1)} \mathbf{X}_{FA,i}^{(2)}; \\ \mathbf{I}_{FA,i}^{(5)} &= \frac{V_{FA}}{MS_{FA}} \Sigma_{FA,i}^{(3)} \mathbf{X}_{FA,i}^{(3)} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где V_{FA} – объем двумерной ТВС, S_{FA} – длина одной боковой стороны двумерной ТВС.

Матрицы $\Sigma_{FA,i}$, $\Sigma_{FA,i}^{(j)}$ ($j = 1, 3$) служат функционалами пробных матриц для ТВС и их комбинации формируют коэффициенты крупно-сеточных уравнений МПГ. Специальные формулы получаются для $\mathbf{I}_{FA,i}^{(1)}$, $\mathbf{I}_{FA,i}^{(2)}$ в виде

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{I}_{FA,i}^{(1)} &= \Lambda_0^* \Phi_{FA,i} - \Lambda_1^* \mathbf{X}_{FA,i}^{(1)} - \Lambda_2^* \mathbf{X}_{FA,i}^{(2)} + \Lambda_3^* \mathbf{X}_{FA,i}^{(3)}; \\ \mathbf{I}_{FA,i}^{(2)} &= \Lambda_4^* \Phi_{FA,i} - \Lambda_5^* \mathbf{X}_{FA,i}^{(1)} - \Lambda_6^* \mathbf{X}_{FA,i}^{(2)} + \Lambda_7^* \mathbf{X}_{FA,i}^{(3)} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Здесь Λ_j^* – различные конечно-разностные операторы:

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_0^* \mathbf{A}_k &= \frac{2}{Mh} \sum_{i=1}^M \mathbf{H}_{ik} (\mathbf{A}_{ji} - \mathbf{A}_k) \cos \alpha_i; \\ \Lambda_1^* \mathbf{A}_k &= \frac{2}{Mh} \sum_{i=1}^M \mathbf{H}_{ik} (\mathbf{A}_{ji} - \mathbf{A}_k) \cos \alpha_i \cos(2\alpha_i); \\ \Lambda_2^* \mathbf{A}_k &= \frac{2}{Mh} \sum_{i=1}^M \mathbf{H}_{ik} (\mathbf{A}_{ji} - \mathbf{A}_k) \cos \alpha_i \sin(2\alpha_i); \\ \Lambda_3^* \mathbf{A}_k &= \frac{2}{Mh} \sum_{i=1}^M \mathbf{H}_{ik} (\mathbf{A}_{ji} + \mathbf{A}_k) \cos \alpha_i \cos(3\alpha_i); \\ \Lambda_4^* \mathbf{A}_k &= \frac{2}{Mh} \sum_{i=1}^M \mathbf{H}_{ik} (\mathbf{A}_{ji} - \mathbf{A}_k) \sin \alpha_i; \\ \Lambda_5^* \mathbf{A}_k &= \frac{2}{Mh} \sum_{i=1}^M \mathbf{H}_{ik} (\mathbf{A}_{ji} - \mathbf{A}_k) \sin \alpha_i \cos(2\alpha_i); \\ \Lambda_6^* \mathbf{A}_k &= \frac{2}{Mh} \sum_{i=1}^M \mathbf{H}_{ik} (\mathbf{A}_{ji} - \mathbf{A}_k) \sin \alpha_i \sin(2\alpha_i); \\ \Lambda_7^* \mathbf{A}_k &= \frac{2}{Mh} \sum_{i=1}^M \mathbf{H}_{ik} (\mathbf{A}_{ji} + \mathbf{A}_k) \sin \alpha_i \cos(3\alpha_i). \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Подстановка (15), (16) в выражение (13) дает окончательное выражение для интегрального по объему ячейки группового вектора реакции x в ячейке k и в ТВС i :

$$\mathbf{F}_{k,i}^x = V_c \bar{\mathbf{F}}_{c,k,i}^{*x} \left[\frac{V_{FA}}{MS_{FA,r}} \Phi_{c,k,i}^{(0)} \Sigma_{FA,i} \Phi_{FA,i} + \Phi_{c,k,i}^{(1)} (\Lambda_0^* \Phi_{FA,i} - \Lambda_1^* \mathbf{X}_{FA,i}^{(1)} - \Lambda_2^* \mathbf{X}_{FA,i}^{(2)} + \Lambda_3^* \mathbf{X}_{FA,i}^{(3)}) + \Phi_{c,k,i}^{(2)} (\Lambda_4^* \Phi_{FA,i} - \Lambda_5^* \mathbf{X}_{FA,i}^{(1)} - \Lambda_6^* \mathbf{X}_{FA,i}^{(2)} + \Lambda_7^* \mathbf{X}_{FA,i}^{(3)}) + \frac{2V_{FA}}{MS_{FA,r}} \Phi_{c,k,i}^{(3)} \Sigma_{FA,i}^{(1)} \mathbf{X}_{FA,i}^{(1)} + \frac{2V_{FA}}{MS_{FA,r}} \Phi_{c,k,i}^{(4)} \Sigma_{FA,i}^{(1)} \mathbf{X}_{FA,i}^{(2)} + \frac{V_{FA}}{MS_{FA,r}} \Phi_{c,k,i}^{(5)} \Sigma_{FA,i}^{(3)} \mathbf{X}_{FA,i}^{(3)} \right]. \quad (18)$$

Формула для интегрального по объему выделенной зоны l ($V_{zone,l}$) ячейки k группового вектора реакции x в ТВС i имеет вид

$$\mathbf{F}_{k,i,l}^x = \frac{V_{zone,l}'}{V_c'} \mathbf{F}_{c,k,i,l}^x. \quad (19)$$

При этом вектор $\mathbf{F}_{c,k,i,l}^x$ рассчитывается по формуле (18), а интегралы в формулах (7) и (12) берутся по объему зоны:

$$(\bar{\mathbf{F}}_{c,k,i,l}^x)_{gg'} = \frac{1}{V_c V_{zone,l}} \int dr \Sigma_x^g(\mathbf{r}) (\Phi_{c,k,i}^{(0)}(\mathbf{r}))_{gg'}, \quad (20)$$

$$(\bar{\mathbf{F}}_{c,k,i,l}^x)_{gg'} = \frac{1}{\Pi_c V_{zone,l}} \int dr \Sigma_x^g(\mathbf{r}) (\Phi_{c,k,i}^{(0)}(\mathbf{r}))_{gg'}. \quad (21)$$

Для трех, четырех и пяти пробных матриц на каждую ТВС формула (18) примет вид (22), (23) и (24), соответственно,

$$\mathbf{F}_{k,i}^x = V_c \bar{\mathbf{F}}_{c,k,i}^{*x} \left[\frac{V_{FA}}{MS_{FA,r}} \Phi_{c,k,i}^{(0)} \Sigma_{FA,i} \Phi_{FA,i} + \Phi_{c,k,i}^{(1)} \Lambda_0^* \Phi_{FA,i} + \Phi_{c,k,i}^{(2)} \Lambda_4^* \Phi_{FA,i} \right], \quad (22)$$

$$F_{k,i}^x = V_c \bar{F}_{c,k,i}^x \left[\frac{V_{FA}}{MS_{FA,r}} \Phi_{c,k,i}^{(0)} \sum_{FA,i} \Phi_{FA,i} + \Phi_{c,k,i}^{(1)} (\Lambda_0^* \Phi_{FA,i} - \Lambda_1^* X_{FA,i}^{(1)}) + \Phi_{c,k,i}^{(2)} (\Lambda_4^* \Phi_{FA,i} - \Lambda_5^* X_{FA,i}^{(1)}) + \frac{2V_{FA}}{MS_{FA,r}} \Phi_{c,k,i}^{(3)} \sum_{FA,i}^{(1)} X_{FA,i}^{(1)} \right], \quad (23)$$

$$F_{k,i}^x = V_c \bar{F}_{c,k,i}^x \left[\frac{V_{FA}}{MS_{FA,r}} \Phi_{c,k,i}^{(0)} \sum_{FA,i} \Phi_{FA,i} + \Phi_{c,k,i}^{(1)} (\Lambda_0^* \Phi_{FA,i} - \Lambda_1^* X_{FA,i}^{(1)} - \Lambda_2^* X_{FA,i}^{(2)}) + \Phi_{c,k,i}^{(2)} (\Lambda_4^* \Phi_{FA,i} - \Lambda_5^* X_{FA,i}^{(1)} - \Lambda_6^* X_{FA,i}^{(2)}) + \frac{2V_{FA}}{MS_{FA,r}} \Phi_{c,k,i}^{(3)} \sum_{FA,i}^{(1)} X_{FA,i}^{(1)} + \frac{2V_{FA}}{MS_{FA,r}} \Phi_{c,k,i}^{(4)} \sum_{FA,i}^{(1)} X_{FA,i}^{(2)} \right], \quad (24)$$

Аналогичные формулы могут быть записаны для функционалов, усредненных по объему ячейки или зоны ячейки. Следует отметить, что выражения (18), (22)...(24) имеют место для симметричных по объему ячейки (или зоны ячейки) и для трех пробных матриц для каждой ячейки и от трех до шести пробных матриц для каждой ТВС.

2. Верификация формул восстановления локальных функционалов

Верификация полученных формул проводилась на расчетах международного бенчмарка для двумерной активной зоны ВВЭР-1000 с MOX топливом [12]. Модель бенчмарка состоит из полномасштабной двумерной активной зоны ВВЭР-1000 с гетерогенной 30 % MOX загрузкой топлива. Активная зона состоит из свежих и выгоревших ТВС следующих типов: UOX ТВС с U-Gd стержнями выгорающего поглотителя и профилированные MOX ТВС с U-Gd стержнями выгорающего поглотителя. Рассматриваются двадцать восемь ТВС в 60° угле с симметрией переноса. Система бесконечна по высоте и имеет граничное условие вакуума на боковой поверхности.

Конфигурация зоны показана на рис. 1, где используются следующие обозначения: N –

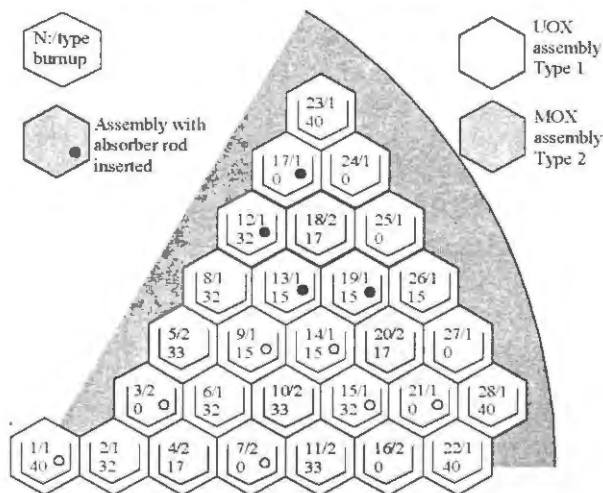


Рис. 1. Конфигурация активной зоны ВВЭР с 30 % загрузкой MOX топлива

число ТВС ($N = 1...28$), тип ТВС: тип = 1 для UOX ТВС и тип = 2 для MOX ТВС, числа внизу означают величину выгорания в МВт/кг. Более детальная информация об этом бенчмарке, включая конфигурации ТВС и изотопный состав для всех материалов, приводится в работе [12]. Здесь рассматривается только состояние 1 без поглощающих стержней. Результатами бенчмарка являются $k_{эфф}$ зоны, усредненные по ТВС скорости реакции деления для 28-ми ТВС и усредненные по топливным стержням скорости реакции деления внутри ТВС №№ 3, 21 и 27.

Табл. 1 представляет значения $k_{эфф}$ зоны, рассчитанные по программе SUHAM-У с различным числом пробных матриц на ТВС (SUH-I, $I = 3...6$), и сравнение с MCNP и MCU Монте-Карло расчетами. Видно, что значение $k_{эфф}$ в расчете SUH-6 лежит между значениями, рассчитанными по программам MCNP и MCU.

Таблица 1. Значения $k_{эфф}$ активной зоны

SUH-3	SUH-4	SUH-5	SUH-6	MCNP	MCU
1,03906 0,13 ^{*)} 0,55 ^{**)}	1,03803 0,03 ^{*)} 0,45 ^{**)}	1,03717 -0,05 ^{*)} 0,36 ^{**)}	1,03661 -0,11 ^{*)} 0,31 ^{**)}	1,03770	1,03341

^{*)} Отличие в % от MCNP расчета, ^{**)} отличие в % от MCU расчета.

Табл. 2 представляет усредненные по ТВС скорости реакции деления для 28-ми ТВС в расчетах SUH-I и отличия от соответствующих значений в расчетах SUH-I от значений, рассчитанных по программам MCNP и MCU. Следующие обозначения используются в табл. 2: F – усредненная по ТВС скорость реакции деления; $\delta F_{L,I} = 100(1 - F_L / F_{SUH-I})$, здесь $L = \{MCNP, MCU\}$, $I = 3...6$.

Рис. 2 показывает отличия усредненных по ТВС скоростей реакции деления для 28-ми ТВС в расчетах SUH-6 от значений, рассчитанных по программам MCNP и MCU. Из табл. 2 и рис. 2 видно:

- наблюдается сходимость результатов в расчетах SUH-I к соответствующим значениям, рассчитанным по программам MCNP и MCU;

Таблица 2. Сравнение усредненных по ТВС скоростей реакции деления в расчетах SUH-I с значениями, рассчитанными по программам MCNP и MCU

N	Скорость деления	$\delta F_{MCNP,I}; \delta F_{MCU,I}, \%$				
		SUH-6	SUH-3	SUH-4	SUH-5	SUH-6
1	0,778	-17,3; -16,1	0,3; 1,7	6,7; 8,2	1,8; 3,3	
2	0,934	-15,9; -15,2	-1,3; -0,4	2,5; 3,4	0,6; 1,5	
3	1,226	-12,0; -11,9	1,2; 1,3	4,1; 4,2	0,0; 0,1	
4	1,091	-13,9; -13,7	-0,8; -0,5	0,4; 0,6	-0,8; -0,5	
5	0,932	-14,5; -13,8	-4,0; -3,3	-0,2; 0,5	-0,9; -0,1	
6	0,994	-12,5; -12,0	-0,8; -0,3	1,0; 1,5	0,0; 0,5	
7	1,183	-7,6; -7,9	0,8; 0,6	3,1; 2,8	0,3; 0,0	
8	0,999	-8,8; -8,6	-2,1; -1,9	0,0; 0,2	0,0; 0,2	
9	1,297	-6,0; -6,2	0,6; 0,4	1,7; 1,5	0,1; -0,2	
10	0,916	-10,5; -10,3	-3,7; -3,5	-0,8; -0,5	-0,7; -0,4	
11	0,86	-8,1; -7,9	-3,2; -3,0	0,1; 0,3	-0,5; -0,2	
12	1,004	-3,6; -3,5	-0,5; -0,4	-1,0; -0,9	-0,5; -0,4	
13	1,384	-1,5; -1,8	-0,4; -0,6	-1,0; -1,3	-0,4; -0,6	
14	1,354	-1,6; -1,8	-0,7; -0,8	-1,1; -1,2	-0,5; -0,7	
15	0,973	-3,5; -3,8	-2,1; -2,4	-0,7; -1,0	-0,4; -0,7	
16	1,147	3,6; 2,7	-1,6; -2,5	-2,6; -3,4	-1,1; -2,0	
17	1,201	11,2; 11,1	4,4; 4,3	-0,2; -0,2	0,0; -0,1	
18	1,137	2,3; 1,7	-0,4; -1,0	-3,0; -3,6	-1,1; -1,7	
19	1,321	5,1; 4,5	1,1; 0,6	-1,1; -1,6	0,2; -0,4	
20	1,08	1,6; 1,4	-4,1; -4,4	-3,1; -3,4	-1,5; -1,7	
21	1,162	10,7; 11,1	0,8; 1,1	-0,4; -0,1	-0,3; 0,1	
22	0,559	4,1; 4,2	-4,1; -3,9	-2,1; -1,9	-1,2; -1,1	
23	0,36	12,3; 12,9	-3,8; -3,3	-3,8; -3,3	-1,6; -1,1	
24	0,888	22,9; 22,9	3,9; 3,9	1,4; 1,4	2,3; 2,3	
25	1,014	22,4; 22,6	7,9; 8,2	2,7; 3,0	3,2; 3,4	
26	0,843	18,0; 17,7	3,5; 3,3	1,5; 1,2	2,7; 2,4	
27	0,822	21,6; 21,7	4,8; 5,0	1,0; 1,1	1,9; 2,0	
28	0,347	11,6; 12,3	-2,0; -1,4	-3,7; -3,1	-1,7; -1,1	
	Max ^{*)}	22,9; 22,9	7,9; 8,2	6,7; 8,2	3,2; 3,4	
	RMS ^{*)}	12,0; 11,9	3,0; 2,9	2,4; 2,6	1,3; 1,4	

^{*)}Соответственно максимальные по модулю и среднеквадратические отклонения

- отличие усредненных по ТВС скоростей реакции деления в расчетах SUH-6 от соответствующих значений, рассчитанных по программам MCNP и MCU, не превышает 3,5 %.

Табл. 3 показывает сравнительные расчеты усредненных по топливным стержням скоростей реакции деления внутри ТВС №№ 3, 21 и

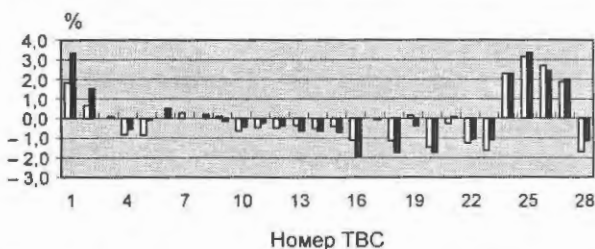


Рис. 2. Отличия усредненных по ТВС скоростей реакции деления в расчетах SUH-6 от значений, рассчитанных по программам MCNP (ряд 1 – □) и MCU (ряд 2 – ■)

27, а именно, максимальные по модулю и среднеквадратические отклонения в %: (Max $|\delta F_{MCNP,I}|$ и $RMS(\delta F_{MCNP,I})$, $I = SUH-3... SUH-6$). Сравнение проводилось только с MCNP результатами.

Из табл. 3 видны:

- сходимость результатов в расчетах SUH-I к соответствующим значениям, рассчитанным по программе MCNP;
- для расчетов SUH-6 Max $|\delta F_{MCNP, SUH-6}|$ не превышает 4,7 %, а $RMS(\delta F_{MCNP, SUH-6}) = 1,6$ % для всех рассмотренных ТВС.

Следует отметить, что существует очень большой градиент усредненных по топливным стержням скоростей реакции деления внутри ТВС № 27: от 0,45 до 1,58, поэтому это очень тяжелый тест.

Рис. 3 показывает отклонения усредненных по топливным стержням скоростей реакции деления внутри ТВС № 27 в расчетах SUH-6 от

Таблица 3. Сравнительные расчеты усредненных по топливным стержням скоростей реакции деления внутри ТВС №№ 3, 21 и 27, %

Величина		ТВС № 3	ТВС № 21	ТВС № 27
Max	$\delta F_{MCNP, SUH-3}$	6,1	11,8	11,4
RMS	$(\delta F_{MCNP, SUH-3})$	1,8	3,5	4,7
Max	$\delta F_{MCNP, SUH-4}$	5,1	6,3	12,0
RMS	$(\delta F_{MCNP, SUH-4})$	1,5	1,9	3,4
Max	$\delta F_{MCNP, SUH-5}$	4,6	5,3	7,8
RMS	$(\delta F_{MCNP, SUH-5})$	1,3	1,8	2,6
Max	$\delta F_{MCNP, SUH-6}$	4,2	4,4	4,7
RMS	$(\delta F_{MCNP, SUH-6})$	1,2	1,1	1,6



Рис. 3. Отличия усредненных по топливным стержням скоростей реакции деления внутри ТВС № 27 в расчетах SUH-6 от значений, рассчитанных по программам MCNP (ряд 1 – □) и MCU (ряд 2 – ■) для диагонального направления от нижнего левого стержня (угла) к верхнему правому стержню (углу)

значений, рассчитанных по программам MCNP и MCU для диагонального направления от нижнего левого стержня (угла) к верхнему правому стержню (углу). Среди этих стержней находятся стержни с максимальными отклонениями.

Заключение

Получены, реализованы в программе SUHAM и верифицированы формулы для восстановления локальных нейтронно-физических функционалов при трехэтапном расчете двумерной активной зоны ВВЭР с помощью МПГ. Для верификации использован международный бенчмарк для двумерной активной зоны ВВЭР-1000. Показаны:

- сходимость результатов в расчетах SUH-I к соответствующим значениям в расчете SUH-6;
- сходимость результатов в расчетах SUH-I к соответствующим значениям, рассчитанным по программам MCNP и MCU для функционалов как по ТВС, так и по топливным стержням;
- только расчеты SUH-6 дают достаточную точность по сравнению с расчетами по

Монте-Карло для функционалов как по ТВС, так и по топливным стержням;

- отличия расчета SUH-6 от расчетов по Монте-Карло для усредненных по ТВС скоростей реакции деления не превышают 3,4 % в $\text{Max} |\delta F_{L, SUH-6}|$ и 1,4 % в $\text{RMS}(\delta F_{L, SUH-6})$;
- отличия расчета SUH-6 от расчетов по Монте-Карло для усредненных по топливным стержням скоростей реакции деления не превышают 4,7 % в $\text{Max} |\delta F_{L, SUH-6}|$ и 1,6 % в $\text{RMS}(\delta F_{L, SUH-6})$.

Результаты работы доложены на конференции M&C-2007 [13].

Список литературы

1. Лалетин Н.И. Об уравнениях гетерогенного реактора // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1981, вып. 5(18), с. 31–46.
2. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. 1. Квадратная решетка блоков. Препринт ИАЭ-3280/5, 1980.
3. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. 2. Квадратная, треугольная и “двойная” решетки блоков. Препринт ИАЭ-3458/5, 1981.
4. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. 3. Трехмерный гетерогенный реактор. Препринт ИАЭ-4090/5, 1985.
5. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Система уточненных конечно-разностных уравнений для трехмерного гетерогенного реактора // Атомная энергия, 1986, т. 60, вып. 2, февраль, с. 96–99.
6. Бояринов В.Ф., Давиденко В.Д., Полисмаков А.А., Цибульский В.Ф. Комплекс программ SUHAM-U, вариант SUHAM-U-VVER-01. Препринт ИАЭ-6341/5, 2004.
7. Boyarinov V.F., Davidenko V.D., Polismakov A.A., Tsibulsky V.F. New code system SUHAM-U-VVER-01. Description and verification calculations of VVER-1000 fuel assemblies with uranium and MOX fuel / Proc. of Int. Topical Meeting on Mathematics and Computation, Supercomputing, Reactor Physics and Biological Application, M&C-2005, Palais des Papes, Avignon, France, Sept. 12-15, 2005.
8. Лалетин Н.И., Бояринов В.Ф. Эффективный однокрупный коэффициент диффузии в решетках реактора // Атомная энергия, 1985, т. 59, № 2, с. 91–96.
9. Султанов Н.В. Многогрупповая программа расчета цилиндрической ячейки “РАЦИЯ”. Препринт ИАЭ 3536/5, 1982.
10. Laletin N.I., Sultanov N.V., Boyarinov V.F. et al. WIMS-SU complex of codes and SPEKTR code / Proc. of PHYSOR-90, Marseilles, France, April 23-27, 1990, vol. 4, pp. PV-148 (1990).

11. *Boyarinov V.F.* SUHAM-2.5 code for solving 2D finite-difference equations of the surface harmonics method in square and triangular lattices / Proc. of Annual Meeting on Nuclear Technology '99, Karlsruhe, Germany, May 18-20, p. 23 (1999).

12. *Gomin E., Kalugin M., Oleynik D.* VVER-1000 MOX Core Computational Benchmark. Specification and Results. NEA/NSC/DOC(2005)17, ISBN 92-64-01081-5, OECD 2006.

13. *Boyarinov V.F., Nevinitza V.A.* Reconstruction of the local neutron-physical functionals in surface har-

monics method. Joint Int. Topical Meeting on Mathematics & Computation and Supercomputing in Nuclear Applications (M&C + SNA 2007,) Monterey, California, April 15-19, 2007, on CD-ROM, American Nuclear Society, LaGrange Park, IL (2007).

*Контактная информация об авторах статьи –
Бояринов Виктор Федорович, нач. лаб., тел.:
(499)196-94-09, e-mail: Boyarinov@dhtp.kiae.ru;
Невиница Владимир Анатольевич, уч. секретарь,
тел.: (499)196-70-16, e-mail: Neva@dhtp.kiae.ru*

УДК 621.039.546

Комплекс программ SUHAM-2D для решения двумерных нейтронно-физических задач в активной зоне ядерных реакторов

В.Ф. Бояринов,

РНЦ “Курчатовский Институт”, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 04.12.2008 г.

В работе описаны возможности комплекса SUHAM-2D, реализованные уравнения и проведенная начальная верификация.

Ключевые слова: комплекс программ SUHAM-2D, метод поверхностных гармоник, уравнение переноса нейтронов, верификация.

Code System SUHAM-2D for Solving the Two-Dimensional Neutron-Physical Problems in Nuclear Reactor Core. V.F. Boyarinov. RRC KI, Kurchatov Sq., 1, Moscow, 123182. Capabilities of code system SUHAM-2D, equations realized and initial verification implemented have been described.

Key words: Code System SUHAM-2D, Surface Harmonics Method, Neutron Transport Equation, Verification.

Введение

Решение уравнения переноса нейтронов во всем объеме активной зоны современных ядерных реакторов даже на современных компьютерах является достаточно тяжелой задачей. При этом прямые детерминистические методы решения уравнения переноса нейтронов, такие как метод характеристик, S_N метод и другие в принципе с такой задачей справляются, но либо с весьма значительными вычислительными затратами, либо с дополнительными приближениями, например, с недостаточным для получения необходимой точности разбиением.

Инженерные подходы, как правило, основываются на том или ином механизме пространственной гомогенизации и дальнейшем решении диффузионного уравнения, в том числе и с привлечением нодальных методов. При этом вычислительные затраты вполне удовлетворительны, однако точность расчета недостаточна. Последнее, конечно, не относится к тем программам, которые имеют подгоночные параметры для расчета определенных состояний конкретного аппарата, основанные на более

точных расчетах, на стационарных экспериментах на сборках и стационарных измерениях на реакторах.

Наряду с вышеупомянутыми подходами развиваются модели, сочетающие в себе преимущества детерминистических и инженерных методов. В этих подходах уравнение переноса нейтронов решается в небольших объемах (в ячейках, ТВС), причем число таких решений (пробных решений) существенно больше единицы и отличаются эти решения друг от друга граничными условиями. Решение в каждом объеме представляется в виде линейной комбинации пробных решений с произвольными коэффициентами. Затем моменты общего решения в этих объемах приравниваются на границах между этими объемами. В результате получаются конечно-разностные уравнения для коэффициентов при пробных решениях в этих объемах. Главное в этих подходах – иметь достаточное количество таких решений в каждом объеме и чтобы каждое такое решение было действительно решением уравнения переноса нейтронов.

Одним из наиболее последовательных подходов такого типа служит метод поверхностных гармоник (МПГ) [1...5], который разрабатывается в РНЦ "Курчатовский институт" уже более 30 лет.

В РНЦ КИ с 1995 г. разрабатывается комплекс программ SUHAM [6...8] вначале в связке с программой WIMS-SH [9] (комплекс SUHAM-W [8]), а затем в связке с программой UNK [10] (комплекс SUHAM-U [11, 12]). При этом модули программ WIMS-SH и UNK применяются для подготовки групповых сечений изотопов и материалов. Модули программы WIMS-SH кроме этого используются для подготовки эффективных сечений ячеек для двумерных конечно-разностных уравнений МПГ. Модули программы SUHAM применяются для решения многогруппового уравнения переноса нейтронов во всем объеме активной зоны реактора с помощью МПГ.

В данной статье приведены описание комплекса программ SUHAM-2D, реализованных в комплексе уравнений, и начальная верификация комплекса SUHAM-U-2D.

1. Комплекс программ SUHAM-2D

Комплекс программ SUHAM в связке с программой WIMS-SH разработан в РНЦ КИ с 1995 по 2003 гг. Программа WIMS-SH использовалась для подготовки групповых эффективных характеристик ячеек для уравнений как метода гомогенизации, так и МПГ. Программа WIMS-SH применяет в качестве библиотеки ядерных данных библиотеку программы WIMS-D [13]. В 2003 г. дальнейшее развитие комплекса SUHAM-W было заморожено. К этому моменту комплекс SUHAM-2D мог решать довольно широкий круг двумерных стационарных нейтронно-физических задач в активной зоне ядерных реакторов с квадратной и треугольной решетками. Перечислим основные возможности комплекса по решению двумерных конечно-разностных уравнений МПГ.

- Решение уравнений традиционного метода гомогенизации (уравнений диффузии) с нулевыми токами на каждой внешней грани рассчитываемого объекта в каждой энергетической группе (расчет на определение k_{∞}).
- Решение уравнений традиционного метода гомогенизации с нулевыми потоками на каждой внешней грани рассчитываемого объекта в каждой энергетической группе (расчет на определение k_{∞}).
- Решение уравнений традиционного метода гомогенизации с заданными альbedo на каждой внешней грани рассчитываемого объекта в каждой энергетической группе (расчет на определение $k_{эфф}$).
- Решение уравнений традиционного метода гомогенизации в квадратной решетке с периодическими граничными условиями (расчет на определение $k_{эфф}$).
- Решение уравнений традиционного метода гомогенизации с заданными групповыми токами на каждой внешней грани рассчитываемого объекта (амплитуды токов на разных гранях могут быть различными).
- Решение сопряженных уравнений традиционного метода гомогенизации (сопряженных уравнений диффузии) с нулевыми токами на каждой внешней грани рассчитываемого объекта в каждой энергетической группе (расчет на определение k_{∞}).
- Решение уравнений МПГ с разным числом пробных функций (от 3 до 8 для квадратной решетки и от 3 до 6 для треугольной решетки) с нулевыми токами на каждой внешней грани рассчитываемого объекта в каждой энергетической группе (расчет на определение k_{∞}).
- Решение уравнений МПГ с разным числом пробных функций с нулевыми потоками на каждой внешней грани рассчитываемого объекта в каждой энергетической группе (расчет на определение $k_{эфф}$).
- Решение уравнений МПГ с разным числом пробных функций с заданными альbedo на каждой внешней грани рассчитываемого объекта в каждой энергетической группе (расчет на определение $k_{эфф}$).
- Решение уравнений МПГ с разным числом пробных функций в квадратной решетке с периодическими граничными условиями (расчет на определение $k_{эфф}$).
- Решение уравнений МПГ с тремя пробными функциями с заданными групповыми токами на каждой внешней грани рассчитываемого объекта (амплитуды токов на разных гранях могут быть различными).
- Решение сопряженных уравнений МПГ с тремя пробными функциями с нулевыми токами на каждой внешней грани рассчитываемого объекта в каждой энергетической группе (расчет на определение k_{∞}).
- Подготовка традиционных групповых характеристик ТВС (полиячеек) на основе традиционных характеристик ячеек при использовании решения традиционных урав-

нений метода гомогенизации с нулевыми токами на внешней границе ТВС.

- Подготовка традиционных групповых характеристик ТВС (полиячеек) на основе эффективных МПГ-характеристик ячеек при использовании решения уравнений МПГ с тремя пробными функциями с нулевыми токами на внешней границе ТВС.
- Подготовка эффективных групповых МПГ-характеристик ТВС (полиячеек) на основе традиционных характеристик ячеек для крупно-сеточных уравнений МПГ с разным числом пробных функций. При этом применяются решения уравнения традиционного метода гомогенизации с различными граничными условиями.
- Подготовка эффективных групповых МПГ-характеристик ТВС (полиячеек) на основе эффективных МПГ-характеристик ячеек для крупно-сеточных уравнений МПГ с разным числом пробных функций. При этом используются решения уравнения МПГ с тремя пробными функциями с различными граничными условиями.

Отметим еще раз, что программа WIMS-SH применяет в качестве библиотеки ядерных данных библиотеку программы WIMS-D [13]. По мнению автора статьи, этот факт служит основным ограничением для дальнейшего развития комплекса SUHAM-W, поскольку требует значительных усилий для автоматизации как процедуры развития и пополнения этой библиотеки, так и всего комплекса целиком. Следует отметить, что авторы комплекса SVS [14], который также использует программу WIMS-SH, пошли именно по этому пути и достигли в этом направлении заметных успехов.

В то же самое время (к 2003 г.) существовал программный комплекс UNK, обладавший следующими очень ценными особенностями:

- современная микрогрупповая (порядка 7 000 групп) библиотека сечений, основанная на файлах ядерных данных ENDF-B, JEFF, JENDL;
- автоматизированная и верифицированная процедура пополнения библиотеки;
- существование выделенного модуля для решения группового уравнения переноса нейтронов.

Последнее свойство давало принципиальную возможность для замены существующего в комплексе UNK модуля решения группового уравнения переноса нейтронов на любой другой модуль, выполняющий ту же самую функцию, например, на модуль, использующий МПГ для решения группового уравнения пере-

носа нейтронов, с сохранением других способностей комплекса UNK. Поэтому принято решение дальнейшее развитие комплекса SUHAM проводить в связке с модулями комплекса UNK.

Разработка программного комплекса SUHAM-U-2D проводилась следующим образом:

- из программы WIMS-SH вырезаны модули, связанные с расчетом пробных функций в ячейках;
- комплекс *SUHAM*, построенный как единая программа, структурно переработан, в результате чего появились отдельные модули, связанные с расчетом пробных функций в ТВС и с решением как конечно-разностных уравнений МПГ внутри ТВС и небольших сборок с одной точкой на ячейку, так и крупно-сеточных уравнений МПГ с одной точкой на ТВС;
- различные пути расчета построены с помощью файлов типа .bat, при этом возможен расчет как всего реактора, начиная от подготовки групповых сечений материалов и кончая решением конечно-разностных уравнений во всем объеме реактора с помощью единого файла типа .bat, так и каждого этапа по отдельному файлу типа .bat. Последнее особенно удобно на этапе отладки, а также для поиска различных ошибок в задании начальных данных, что очень существенно для расчета больших объектов.

2. Библиотека комплекса SUHAM-U-2D

В комплексе SUHAM-U-2D в качестве библиотеки сечений используется библиотека комплекса UNK [10], которая сгенерирована из файлов оцененных ядерных данных (ENDF/B-VI, JENDL-3.2 и JEFF-2.2).

Библиотека ядерных данных комплекса UNK по сечениям взаимодействия нейтронов с нуклидами сгенерирована из файлов оцененных ядерных данных ENDF/B-VI и содержит данные более чем для 300 изотопов, включая продукты деления. Для некоторых изотопов имеются дополнительные варианты библиотек ядерных данных, полученных из файлов JEFF-2.2 и JENDL-3.2. Это позволяет оценивать расчетную погрешность, обусловленную неопределенностью ядерных данных. Основная библиотека программы содержит 89-групповые сечения (24 группы в области замедления от 14,5 МэВ до 2,15 эВ и 65 тепловых групп).

Особенностью программы UNK является детальный расчет спектра нейтронов в резонансной области энергий (2,15 эВ...2,15 кэВ).

Это достигается проведением расчетов в большом числе энергетических групп (около 7 000). В этой области энергий применяется мелкая неравномерная энергетическая сетка, сгущающаяся вблизи резонансов разных изотопов и более широкая в промежутках между ними. Для расчетов с мелкой энергетической сеткой библиотека резонансных изотопов дополнена групповыми сечениями в мелкогрупповом разбиении, также полученными из файлов ENDF/B. Расчеты с мелкой энергетической сеткой не требуют использования теоремы эквивалентности для блокировки резонансного поглощения, позволяют учесть его пространственную блокировку в пределах твэла, аккуратно рассчитывать взаимную блокировку резонансов различных изотопов.

Генерация библиотечного файла осуществлялась с помощью программы NJOY и специально разработанного для этих целей вычислительного модуля. Отметим, что процедура генерации библиотечных файлов для всех разделов полностью автоматизирована. Полнота библиотеки комплекса UNK определяется главным образом полнотой соответствующей информации в современных библиотеках оцененных ядерных данных.

3. Методы и алгоритмы, используемые в комплексе SUHAM-2D

В комплексе программ SUHAM-2D в связке как с комплексом WIMS-SH, так и с комплексом UNK, для решения многогруппового уравнения переноса нейтронов применяется МПГ [1...5].

Краткое описание МПГ. В МПГ групповая функция распределения нейтронов в активной зоне ядерного реактора представляется в виде суперпозиции пробных матриц

$$\Phi^N(w) = \sum_{i=1}^I \sum_{n=0}^N \varphi_i^{(n)}(w) \mathbf{I}_i^{(n)}. \quad (1)$$

Здесь $\varphi_i^{(n)}(w)$ – пробные матрицы, описывающие распределение нейтронов в i -й ячейке, векторы $\mathbf{I}_i^{(n)}$ – неизвестные групповые амплитуды, n – номер пробной матрицы, $(N+1)$ – общее число пробных матриц в каждой ячейке, $w = \{\mathbf{r}, \Omega\}$.

Каждый вектор $\varphi_{ig}^{(n)}(w)$ каждой пробной матрицы $\varphi_i^{(n)}(w)$ является решением группового уравнения переноса нейтронов внутри ячейки с некоторыми нетривиальными граничными условиями. Для расчета вектора

$\varphi_{ig}^{(n)}(w)$ ($g = 1 \dots G$) используются следующие граничные условия: втекающий в ячейку в группе g ток нейтронов распределен по внешней границе как функция $W_k(\mathbf{r}_s)$ координат и для каждой группы $g' \neq g$ этот ток равен нулю в каждой точке внешней границы. Функции $W_k(\mathbf{r}_s)$ представляются в виде

$$W_k(\mathbf{r}_s) = P_p(\rho_j) \begin{cases} \cos(\alpha_j) \\ \sin(\alpha_j) \end{cases}, \quad (2)$$

где \mathbf{r}_s – координата поверхности ячейки;

$$\left. \begin{aligned} \rho_j &= (-1)^{j-1} \frac{2}{a} \left[\mathbf{r}_s - \frac{a}{2}(2j-1) \right], \\ -1 \leq \rho_j \leq 1, 0 \leq \mathbf{r}_s \leq M\alpha; \\ \alpha_j &= \frac{2\pi}{M}(j-1). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь $P_p(\rho_j)$ – полиномы Лежандра, M – число боковых граней ячейки, a – длина боковой грани ячейки, j – номер боковой грани, α_j – угол между нормалью, построенной из центра ячейки на j -ю боковую грань ячейки, и осью X . Боковые грани ячейки пронумерованы против часовой стрелки, боковой гранью под первым номером служит правая грань. Для ячейки с гексагональной внешней границей первые шесть функций $W_k(\mathbf{r}_s)$ имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} W_0(\mathbf{r}_s) &= 1, W_1(\mathbf{r}_s) = \cos \alpha_j, W_2(\mathbf{r}_s) = \sin \alpha_j, \\ W_3(\mathbf{r}_s) &= \cos(2\alpha_j), W_4(\mathbf{r}_s) = \sin(2\alpha_j), \\ W_5(\mathbf{r}_s) &= \cos(3\alpha_j). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Для ячейки с квадратной внешней границей первые 8 координатных функций имеют вид

$$\left. \begin{aligned} W_0(\mathbf{r}_s) &= 1, W_1(\mathbf{r}_s) = \cos \alpha_j, W_2(\mathbf{r}_s) = \sin \alpha_j, \\ W_3(\mathbf{r}_s) &= \cos(2\alpha_j), W_4(\mathbf{r}_s) = P_1(\rho_j), \\ W_5(\mathbf{r}_s) &= P_1(\rho_j) \cos \alpha_j, \\ W_6(\mathbf{r}_s) &= P_1(\rho_j) \sin \alpha_j, W_7(\mathbf{r}_s) = P_1(\rho_j) \cos(2\alpha_j). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

На рис. 1 схематически представлено втекание интегральных по Ω токов, соответствующее первым 4-м координатным функциям, для ячейки с квадратной границей

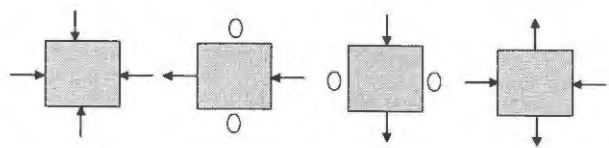


Рис. 1. Схема втекания токов, соответствующая первым 4-м координатным функциям, для ячейки с квадратной границей

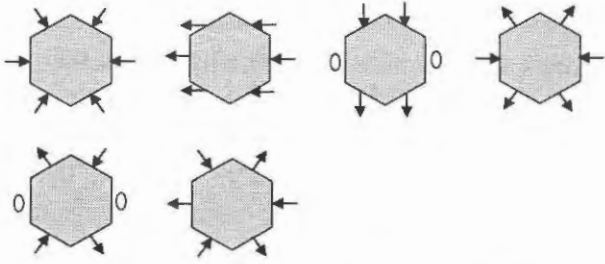


Рис. 2. Схема втекания токов, соответствующая первым 6-ти координатным функциям, для ячейки с гексагональной границей

для ячейки с квадратной границей, а на рис. 2 – первым 6-ти координатным функциям, для ячейки с гексагональной границей.

Поскольку реальное число пробных функций ограничено, при подстановке искомого решения в групповое уравнение переноса нейтронов возникает невязка. Минимизация этой невязки дает систему конечно-разностных уравнений МПГ. Количество и вид конечно-разностных уравнений зависят от количества реально используемых пробных матриц. Система конечно-разностных уравнений МПГ для треугольной решетки с 6-ю пробными матрицами на ячейку имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_0 \Phi_k - \Sigma_k \Phi_k + S_k^{(0)} &= 0; \\ \Lambda_1 X_k^{(1)} + \Sigma_k^{(1)} X_k^{(1)} + S_k^{(1)} &= 0; \\ \Lambda_2 X_k^{(2)} + \Sigma_k^{(2)} X_k^{(2)} + S_k^{(2)} &= 0; \\ \Lambda_3 X_k^{(3)} - \Sigma_k^{(3)} X_k^{(3)} + S_k^{(3)} &= 0; \\ S_k^{(0)} &= -\Lambda_1' X_k^{(1)} - \Lambda_2' X_k^{(2)} + \Lambda_3' X_k^{(3)}; \\ S_k^{(1)} &= -\Lambda_1' \Phi_k + \Lambda_4' X_k^{(2)} - \Lambda_5' X_k^{(3)}; \\ S_k^{(2)} &= -\Lambda_2' \Phi_k + \Lambda_4' X_k^{(1)} - \Lambda_6' X_k^{(3)}; \\ S_k^{(3)} &= \Lambda_7' \Phi_k - \Lambda_8' X_k^{(1)} - \Lambda_9' X_k^{(3)}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где Λ, Λ' – разные виды конечно-разностного оператора; $\Phi_k, X_k^{(i)}$ – неизвестные векторы, связанные с различным законом втекания нейтронов (с амплитудами при пробных матрицах). Неизвестные векторы конечно-разностных уравнений связаны с групповыми амплитудами при пробных матрицах. Формулы для них имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \Phi_k &= (\varphi_k^{(0)} - \varphi_k^{(1)}) I_k^{(0)}; \\ X_k^{(1)} &= (\varphi_k^{(1)} - \varphi_k^{(3)}) I_k^{(3)}; \\ X_k^{(2)} &= (\varphi_k^{(1)} - \varphi_k^{(3)}) I_k^{(4)}; \\ X_k^{(3)} &= (\varphi_k^{(1)} - \varphi_k^{(5)}) I_k^{(5)}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\text{Здесь } \varphi_k^{(i)} = \frac{1}{N_i} \int dr_s W_i(r_s) \varphi_k^{(i)}(r_s),$$

$$\varphi_k^{(i)}(r) = \int_{4\pi} d\Omega \varphi_k^{(i)}(r, \Omega), \quad N_i = \int W_i^2(r_s) dr_s.$$

Коэффициенты конечно-разностных уравнений имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_k &= \frac{MS_c}{V_c} (\varphi_k^{(0)} - \varphi_k^{(1)})^{-1}; \\ \Sigma_k^{(1)} = \Sigma_k^{(2)} &= \frac{MS_c}{2V_c} (\varphi_k^{(1)} - \varphi_k^{(3)})^{-1}; \\ \Sigma_k^{(3)} &= \frac{MS_c}{V_c} (\varphi_k^{(1)} - \varphi_k^{(5)})^{-1}, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где S_c – площадь боковой грани ячейки, V_c – объем ячейки.

Формулы для конечно-разностных операторов имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_0 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j - A_k); \\ \Lambda_1 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j - A_k) \cos^2(2\alpha_i); \\ \Lambda_2 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j - A_k) \sin^2(2\alpha_i); \\ \Lambda_3 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j + A_k) \cos^2(3\alpha_i); \\ \Lambda_4' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j - A_k) \cos(2\alpha_i); \\ \Lambda_5' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j - A_k) \sin(2\alpha_i); \\ \Lambda_6' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j + A_k) \cos(3\alpha_i); \\ \Lambda_7' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j - A_k) \cos(2\alpha_i) \sin(2\alpha_i); \\ \Lambda_8' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j + A_k) \cos(2\alpha_i) \cos(3\alpha_i); \\ \Lambda_9' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j + A_k) \sin(2\alpha_i) \cos(3\alpha_i); \\ \Lambda_1' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j - A_k) \cos(3\alpha_i); \\ \Lambda_2' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j - A_k) \cos(2\alpha_i) \cos(3\alpha_i); \\ \Lambda_3' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_j - A_k) \sin(2\alpha_i) \cos(3\alpha_i); \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где

$$\left. \begin{aligned} H_{ik} &= 2D_{ij} (D_{ij} + D_k)^{-1} D_k; \\ D_k &= \frac{h}{2} (\varphi_k^{(0)})^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Система конечно-разностных уравнений МПГ для квадратной решетки с 8-ю пробными матрицами на ячейку имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_0 \Phi_k - \Sigma_k \Phi_k + S_k^{(0)} &= 0; \\ \Lambda_0 X_k^{(1)} + \Sigma_k^{(1)} X_k^{(1)} + S_k^{(1)} &= 0; \\ \Lambda_2 X_k^{(7)} + \Sigma_k^{(2)} X_k^{(2)} + S_k^{(2)} &= 0; \\ \Lambda_3 X_k^{(6)} + \Sigma_k^{(3)} X_k^{(3)} + S_k^{(3)} &= 0; \\ \tilde{\Lambda}_0 X_k^{(4)} + \Sigma_k^{(4)} X_k^{(4)} + S_k^{(4)} &= 0; \\ \tilde{\Lambda}_0 X_k^{(5)} - \Sigma_k^{(5)} X_k^{(5)} + S_k^{(5)} &= 0; \\ \tilde{\Lambda}_2 X_k^{(3)} - \Sigma_k^{(6)} X_k^{(6)} + S_k^{(6)} &= 0; \\ \tilde{\Lambda}_3 X_k^{(2)} - \Sigma_k^{(7)} X_k^{(7)} + S_k^{(7)} &= 0; \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} S_k^{(0)} &= -\Lambda_1' X_k^{(1)} - \Lambda_3' X_k^{(6)} - \Lambda_2' X_k^{(7)}; \\ S_k^{(1)} &= -\Lambda_1' \Phi_k - \Lambda_3' X_k^{(6)} + \Lambda_2' X_k^{(7)}; \\ S_k^{(2)} &= -\Lambda_6' (\Phi_k - X_k^{(1)}); \\ S_k^{(3)} &= -\Lambda_7' (\Phi_k + X_k^{(1)}); \\ S_k^{(4)} &= -\tilde{\Lambda}_1' X_k^{(5)} - \tilde{\Lambda}_3' X_k^{(2)} - \tilde{\Lambda}_2' X_k^{(3)}; \\ S_k^{(5)} &= -\tilde{\Lambda}_1' X_k^{(4)} - \tilde{\Lambda}_3' X_k^{(2)} + \tilde{\Lambda}_2' X_k^{(3)}; \\ S_k^{(6)} &= -\tilde{\Lambda}_6' (X_k^{(4)} - X_k^{(5)}); \\ S_k^{(7)} &= -\tilde{\Lambda}_7' (X_k^{(4)} + X_k^{(5)}), \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где $\tilde{\Lambda}, \tilde{\Lambda}'$ — различные виды конечно-разностного оператора;

$$\left. \begin{aligned} \Phi_k &= (\varphi_k^{(0)} - \varphi_k^{(1)}) I_k^{(0)}; \\ X_k^{(1)} &= (\varphi_k^{(1)} - \varphi_k^{(3)}) I_k^{(3)}; \\ X_k^{(6)} &= \bar{\varphi}_{x,k}^{(5)} I_k^{(5)}; \\ X_k^{(7)} &= \bar{\varphi}_{x,k}^{(5)} I_k^{(6)}; \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$\left. \begin{aligned} X_k^{(4)} &= (\varphi_k^{(4)} - \varphi_k^{(5)}) I_k^{(4)}; \\ X_k^{(5)} &= (\varphi_k^{(5)} - \varphi_k^{(7)}) I_k^{(7)}; \\ X_k^{(2)} &= \tilde{\varphi}_k^{(1)} I_k^{(1)}; \\ X_k^{(3)} &= \tilde{\varphi}_{x,k}^{(1)} I_k^{(2)}; \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_k &= \frac{MS_c}{V_c} (\varphi_k^{(0)} - \varphi_k^{(1)})^{-1}; \\ \Sigma_k^{(1)} &= \frac{MS_c}{V_c} (\varphi_k^{(1)} - \varphi_k^{(3)})^{-1}; \\ \Sigma_k^{(2)} = \Sigma_k^{(3)} &= \frac{MS_c}{2V_c} (\tilde{\varphi}_k^{(1)})^{-1}; \\ \Sigma_k^{(4)} &= \frac{MS_c}{V_c} (\varphi_k^{(4)} - \varphi_k^{(5)})^{-1}; \\ \Sigma_k^{(5)} &= \frac{MS_c}{V_c} (\varphi_k^{(5)} - \varphi_k^{(7)})^{-1}; \\ \Sigma_k^{(6)} = \Sigma_k^{(7)} &= \frac{MS_c}{2V_c} (\bar{\varphi}_{x,k}^{(5)})^{-1}; \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

$$\bar{\varphi}_{x,k}^{(5)} = \frac{1}{a} \int_{\Gamma_2} d\mathbf{r}_s \varphi_k^{(5)}(\mathbf{r}_s);$$

$$\bar{\varphi}_k^{(1)} = \frac{3}{2a} \int_{\Gamma_2 + \Gamma_4} d\mathbf{r}_s W_6(\mathbf{r}_s) \varphi_k^{(1)}(\mathbf{r}_s); \quad \Gamma_i - i\text{-я грань}$$

ячейки; в формулах учтена симметричность ячеек относительно поворота на 90° .

Формулы для конечно-разностных операторов имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_0 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} - A_k); \\ \Lambda_1 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} - A_k) \cos^2(2\alpha_i); \\ \Lambda_2 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} + A_k) \cos^2 \alpha_i; \\ \Lambda_3 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} + A_k) \sin^2 \alpha_i; \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} \Lambda_1' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} - A_k) \cos(2\alpha_i); \\ \Lambda_2' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} + A_k) \cos \alpha_i; \\ \Lambda_3' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} + A_k) \sin \alpha_i; \\ \Lambda_4' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} + A_k) \cos(2\alpha_i) \cos \alpha_i; \\ \Lambda_5' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} + A_k) \cos(2\alpha_i) \sin \alpha_i; \\ \Lambda_6' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} - A_k) \cos \alpha_i; \\ \Lambda_7' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} - A_k) \sin \alpha_i; \\ \Lambda_8' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} - A_k) \cos(2\alpha_i) \cos \alpha_i; \\ \Lambda_9' A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M H_{ik} (A_{ji} - A_k) \cos(2\alpha_i) \sin \alpha_i; \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\Lambda}_0 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} + A_k); \\ \tilde{\Lambda}_1 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} + A_k) \cos^2(2\alpha_i); \\ \tilde{\Lambda}_2 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} - A_k) \cos^2 \alpha_i; \\ \tilde{\Lambda}_3 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} - A_k) \sin^2 \alpha_i. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \tilde{A}'_1 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} + A_k) \cos(2\alpha_i); \\
 \tilde{A}'_2 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} - A_k) \cos \alpha_i; \\
 \tilde{A}'_3 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} - A_k) \sin \alpha_i; \\
 \tilde{A}'_4 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} - A_k) \cos(2\alpha_i) \cos \alpha_i; \\
 \tilde{A}'_5 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} - A_k) \cos(2\alpha_i) \sin \alpha_i; \\
 \tilde{A}'_6 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} + A_k) \cos \alpha_i; \\
 \tilde{A}'_7 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} + A_k) \sin \alpha_i; \\
 \tilde{A}'_8 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} + A_k) \cos(2\alpha_i) \cos \alpha_i; \\
 \tilde{A}'_9 A_k &= \frac{4}{Mh^2} \sum_{i=1}^M \tilde{H}_{ik} (A_{ji} + A_k) \cos(2\alpha_i) \sin \alpha_i;
 \end{aligned} \right\} (18)$$

$$\left. \begin{aligned}
 H_{ik} &= 2D_{ji} (D_{ji} + D_k)^{-1} D_k; \\
 \tilde{H}_{ik} &= 2\tilde{D}_{ji} (\tilde{D}_{ji} + \tilde{D}_k)^{-1} \tilde{D}_k; \\
 D_k &= \frac{h}{2} (\Phi_k^{(1)})^{-1}; \\
 \tilde{D}_k &= \frac{h}{2} (\Phi_k^{(s)})^{-1}.
 \end{aligned} \right\} (19)$$

В комплексе программ SUHAM-U-2D реализованы следующие конечно-разностные уравнения МПГ:

– для квадратной решетки реализованы конечно-разностные уравнения МПГ с тремя, четырьмя, семью и восемью пробными матрицами на каждую ячейку. Конечно-разностные уравнения с пятью пространственными пробными матрицами на каждую ячейку не представляют практического интереса, так как они позволяют только рассчитать векторы $X_k^{(2)}$, $X_k^{(3)}$, $X_k^{(4)}$ через уже рассчитанные векторы Φ_k , $X_k^{(1)}$, а обратного влияния векторы $X_k^{(2)}$, $X_k^{(3)}$, $X_k^{(4)}$ на векторы Φ_k , $X_k^{(1)}$ не оказывают;

– для треугольной решетки реализованы конечно-разностные уравнения МПГ с тремя, четырьмя, пятью и шестью пробными матрицами на каждую ячейку.

Реализованные граничные условия. Для обеих решеток реализованы следующие граничные условия: нулевых групповых потоков и токов, заданных групповых потоков и токов.

Расчет пробных матриц в ячейке. Как уже отмечалось выше, каждый вектор $\Phi_{ig}^{(n)}(w)$ каждой пробной матрицы $\Phi_i^{(n)}(w)$ является ре-

шением группового уравнения переноса нейтронов внутри ячейки с некоторыми нетривиальными граничными условиями. Для расчета вектора $\Phi_{ig}^{(n)}(w)$ ($g = 1 \dots G$) используются следующие граничные условия: втекающий в ячейку в группе g ток нейтронов распределен по внешней границе как функция $W_k(\mathbf{r}_s)$ координат и для каждой группы $g' \neq g$ этот ток равен нулю в каждой точке внешней границы.

В настоящее время расчет пробных матриц именно как решений группового уравнения переноса нейтронов для реальной (негомогенизированной) геометрии ячейки (многозонный цилиндр) возможен только для первых трех пробных матриц, а именно,

$$\Phi_i^{(0)}(w), \Phi_i^{(1)}(w), \Phi_i^{(2)}(w).$$

Для расчета нулевой пробной матрицы $\Phi^{(0)}$ применяется модуль РАЦИЯ [15, 9]. В программе РАЦИЯ для решения группового уравнения переноса нейтронов используется G_3 -приближение метода поверхностных псевдоисточников. Для расчета первой и второй пробных матриц $\Phi^{(1)}$, $\Phi^{(2)}$ применяется модуль DIC-PN [16]. В программе DIC-PN для решения группового уравнения переноса нейтронов используется P_2 -приближение метода сферических гармоник.

Расчет пробных матриц в гексагональной ТВС ВВЭР-1000. В качестве исходной информации применяются эффективные МПГ-характеристики ячеек, внутри кассеты решается групповое конечно-разностное уравнение МПГ, при этом при расчете пробных векторов $\Phi_g^{(l)}(\mathbf{r}, \Omega)$ в кассете решается групповое конечно-разностное уравнение МПГ с тремя пробными матрицами с разными граничными условиями. Возможен расчет от 3-х до 6-ти пробных матриц ТВС.

Восстановление локальных функционалов. В МПГ групповая функция распределения нейтронов в активной зоне ядерного реактора представляется в виде (1). Из (1) видно, что если конечно-разностные уравнения решены и все амплитуды при пробных матрицах определены, то нет принципиальных трудностей определить любой функционал. Тем не менее существуют некоторые особенности.

В МПГ в качестве неизвестных величин в конечно-разностных уравнениях выступают групповые векторы, связанные с тем или иным законом втекания нейтронов в ячейку через ее

границу. Вектор средних по ячейке групповых потоков не входит в конечно-разностные уравнения в качестве неизвестного вектора и не находится в результате решения конечно-разностных уравнений. Векторы групповых реакций, в том числе и средних по ячейке групповых потоков, рассчитываются с помощью заранее подготовленных матриц реакций.

Ниже перечислены *основные возможности (пути расчета) комплекса SUHAM-U-2D* при решении группового двумерного уравнения переноса нейтронов. Отметим, что не все возможности комплекса SUHAM-W-2D (SUHAM-2.5) уже реализованы в комплексе SUHAM-U-2D.

- Двухэтапный расчет ТВС, сборок с квадратной решеткой. Решение группового уравнения переноса проводится при помощи МПГ с разным числом пробных матриц от 3-х до 8-и с граничными условиями нулевых токов (расчет на определение k_{∞}) или потоков (расчет на определение $k_{эфф}$) на каждой внешней грани рассчитываемого объекта в каждой энергетической группе.
- Двухэтапный расчет ТВС, сборок с треугольной решеткой. Решение группового уравнения переноса с помощью МПГ с разным числом пробных матриц от 3-х до 6-и с граничными условиями нулевых токов (расчет на определение k_{∞}) или потоков (расчет на определение $k_{эфф}$) на каждой внешней грани рассчитываемого объекта в каждой энергетической группе.
- Подготовка традиционных групповых характеристик ТВС (полиячеек) на основе эффективных МПГ-характеристик ячеек при использовании решения уравнений МПГ с тремя пробными матрицами с нулевыми токами на внешней границе ТВС.
- Подготовка эффективных групповых МПГ-характеристик ТВС (полиячеек) на основе традиционных характеристик ячеек для крупносеточных уравнений МПГ с разным числом пробных матриц.
- Подготовка эффективных групповых МПГ-характеристик ТВС (полиячеек) на основе эффективных МПГ-характеристик ячеек для крупно-сеточных уравнений МПГ с разным числом пробных матриц.

4. Верификация комплекса SUHAM-U-2D

Верификационные расчеты по комплексу SUHAM-W-2D представлены в работах [6...8,

17...20]. Ниже представлены первые верификационные расчеты по комплексу SUHAM-U-2D.

4.1. *Выбор числа и границ энергетических групп.* В рамках верификации комплекса программ SUHAM-U-2D проведен выбор оптимального числа энергетических групп для расчета активной зоны ВВЭР-1000 с МОХ загрузкой. Выбор проводился на примере расчета ТВС U42G6 и P39G8 [11, 12] соответственно со свежим урановым и МОХ топливом.

Поскольку групповые константы для SUHAM-U-2D готовятся модулями программы UNK, за эталон взят микрогрупповой расчет по UNK. Использовалась следующая процедура подготовки групповых сечений материалов. Сначала для каждой ячейки рассчитываемой кассеты проводится микрогрупповой (~ 7 000 групп) расчет ячейки на k_{∞} или расчет в 89-ти макрогруппах. Затем все сечения свертываются в меньшее число групп с весом полученных потоков. В данном исследовании для ускорения работы в качестве эталона применялся расчет по программе UNK в 89-ти группах.

Проверено около сотни вариантов группового разбиения, при этом число групп варьировалось от 3 до 30. В результате выбрано 12-групповое разбиение с 5-ю группами в интервале 2,15 эВ... 10 МэВ и 7-ю группами в интервале 0...2,15 эВ (табл. 1).

Т а б л и ц а 1. Итоговое групповое разбиение

Номер группы	Верхняя граница группы, эВ
1	10 000 000
2	46 500
3	46 50
4	10,0
5	4,65
6	2,15
7	1,4839
8	1,1241
9	0,8142
10	0,1837
11	0,14707
12	0,09974

Сравнение проводилось по следующим параметрам:

- k_{∞} ячеек и ТВС;
- максимальное по модулю отклонение локального энерговыделения (реакции деления) в твэлах, не содержащих изотопы Gd;
- максимальное по модулю отклонение локального энерговыделения в твэгах (твэлах, содержащих изотопы Gd);

Таблица 2. Сравнение расчетов по UNK (89 групп) и SUHAM-U-2D (12 групп)

TBC	k_{∞} , UNK	k_{∞} , SUHAM	δk_{∞} , %	Max $ \delta E_i $ в твэлах (без Gd), %	Max $ \delta E_i $ в твэгах, %	AVG, %	RMS, %	MAE, %
U42G6	1,251597	1,250106	-0,12	1,21	0,09	0,41	0,48	0,41
P39G8	1,158832	1,156944	-0,16	1,59	1,14	0,44	0,58	0,42

- AVG (average pin power percent error) – среднее по модулю отклонение локального энерговыделения по всем твэлам;
- RMS (root mean square of the power percent error distribution) – среднеквадратическое отклонение локального энерговыделения по всем твэлам;
- MAE (mean absolute pin power percent error) – среднее по модулю отклонение локального энерговыделения по всем твэлам с весом локального энерговыделения.

Формулы для AVG, RMS и MAE приведены ниже [21]:

$$AVG = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |e_n|, \quad (20)$$

$$RMS = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\sum_{n=1}^N |e_n|^2}, \quad (21)$$

$$MAE = \sum_{n=1}^N |e_n| p_n / (N p_{avg}). \quad (22)$$

Здесь N – суммарное число твэлов и твэгов; e_n – рассчитанное процентное отклонение для n -го стержня от значения, принятого за эталонное; p_n – локальное энерговыделение. Мера точности AVG дает простую среднюю по модулю процентную погрешность локального энерговыделения. Мера точности RMS присваивает больший вес большей локальной погрешности и дает лучшую оценку распределения погрешности. Мера точности MAE взвешивает погрешность с весом локального энерго-

выделения, тем самым присваивая погрешности в местах с большим энерговыделением больший вес. Эти три меры точности расчета одновременно использовались в работе [21] как коллективные меры процентной ошибки (collective percent error measures). Результаты сравнения представлены в табл. 2.

В табл. 3 представлены сравнительные результаты расчетов k_{∞} цилиндрических ячеек, из которых состоят рассчитанные TBC (буква G в обозначениях ячеек из [12] означает, что в топливе присутствует Gd).

4.2. Сравнение с расчетами по методу Монте-Карло. Выбранное групповое разбиение протестировано на расчетах тех же TBC и ячеек путем сравнения с расчетами методом Монте-Карло по программам RECOL [22] и MCNP [23], представленными в [24].

Таблица 3. k_{∞} цилиндрических ячеек

Ячейка	UNK, 89 групп, изотропное отражение	РАЦИЯ, 12 групп, изотропное отражение	δk_{∞} , %
U-42	1,299202	1,300373	0,09
U-37	1,271271	1,272407	0,09
U-33G	0,301562	0,302162	0,20
Pu-39	1,217956	1,220218	0,19
Pu-29	1,192813	1,195079	0,19
Pu-26	1,183214	1,185456	0,19
U-36G	0,336951	0,337511	0,17

Таблица 4. Сравнение расчетов по SUHAM-U-2D и программам, использующим метод Монте-Карло

TBC	U42G6	P39G8
k_{∞} , SUHAM, 12 групп	1,254797	1,159544
δk_{∞} , % от RECOL	0,10	-0,16
δk_{∞} , % от MCNP	0,30	-0,29
Max $ \delta E_i $ в ячейках без Gd, % от MCNP	0,89	0,91
Max $ \delta E_i $ в ячейках с Gd, % от MCNP	0,87	0,62
AVG, % от MCNP	0,21	0,34
RMS, % от MCNP	0,28	0,40
MAE, % от MCNP	0,20	0,33
RECOL	1,2536 ± 0,0012*	1,1614 ± 0,0012*
MCNP	1,2511 ± 0,0006*	1,1629 ± 0,0006*

* Приведены 3 доверительных интервала.

Для корректного сравнения 12-групповые сечения готовились из расчетов ячеек по UNK в микрогруппах (~7 000 микрогрупп). При этом микрогрупповое представление сечений применялось для всех изотопов U и Pu, а также для изотопов ^{155}Gd и ^{157}Gd . Результаты сравнений расчетов ТВС представлены в табл. 4. Сравнение с RECOL по локальному энерговыделению не проводилось, поскольку в RECOL использовалась другая нормировка. Из табл. 4 видно, что отличия в результатах расчета по SUHAM-2D от результатов, рассчитанных по программам RECOL и MCNP-4C, примерно такие же, что и аналогичные отличия в табл. 2.

В табл. 5 представлены результаты сравнения расчетов k_{∞} ячеек по расчетному модулю SUHAM-CELL (подмодуль РАЦИЯ) комплекса SUHAM-2D и программе RECOL. Результаты сравнений, представленные в табл. 4 и 5, подтверждают правильность выбора числа и границ энергетических групп.

Таблица 5. k_{∞} ячеек

Ячейки	РАЦИЯ, 12 групп, отражение, близкое к зерк.	RECOL, зеркальное отражение	$\delta k_{\infty}, \%$
U-42	1,306135	1,3068	-0,05
U-37	1,278655	1,2780	0,05
U-33G	0,303142	0,3028	0,11
Pu-39	1,224417	1,2242	0,02
Pu-29	1,200702	1,2001	0,05
Pu-26	1,191472	1,1914	0,01
U-36G	0,338602	0,3385	0,03

Заключение

Приведено описание программного комплекса SUHAM-2D, предназначенного для расчета нейтронно-физических характеристик в активной зоне ядерных реакторов с треугольной и квадратной решетками блоков.

Основные возможности (пути расчета) комплекса SUHAM-U-2D в связке с модулями программы UNK следующие.

- Двухэтапный расчет ТВС, сборок с квадратной решеткой. Решение группового уравнения переноса проводится при помощи МПГ с разным числом пробных матриц от 3-х до 8-и с граничными условиями нулевых токов (расчет на определение k_{∞}) или потоков (расчет на определение $k_{\text{эфф}}$) на каждой внешней грани рассчитываемого объекта в каждой энергетической группе.
- Двухэтапный расчет ТВС, сборок с треугольной решеткой. То же, с разным числом пробных матриц от 3-х до 6-и.

- Подготовка традиционных групповых характеристик ТВС (полиячеек) на основе эффективных МПГ-характеристик ячеек при использовании решения уравнений МПГ с тремя пробными матрицами с нулевыми токами на внешней границе ТВС.
- Подготовка эффективных групповых МПГ-характеристик ТВС (полиячеек) на основе традиционных характеристик ячеек для крупносеточных уравнений МПГ с разным числом пробных матриц.
- То же, на основе эффективных МПГ-характеристик ячеек.

Проведен выбор группового разбиения для решения уравнения переноса в активной зоне ВВЭР-1000 с МОХ загрузкой. Выбрано 12-групповое разбиение с 5-ю группами в интервале 2,15 эВ...10 МэВ и 7-ю группами в интервале 0...2,15 эВ.

Проведена начальная верификация комплекса SUHAM-U-2D на расчетах ТВС и ячеек ВВЭР-1000 путем сравнения с расчетами методом Монте-Карло по программам RECOL и MCNP. Полученные результаты сравнения:

- максимальное отличие в k_{∞} ячеек равно 0,1 %;
- максимальные отличия в k_{∞} ТВС равны: от программы RECOL – 0,2 %, от программы MCNP – 0,3 %;
- максимальное отличие в скорости деления для обеих программ равно 0,9 %;
- среднеквадратическое отличие в скорости деления равно: от программы RECOL – 0,3 % и от программы MCNP – 0,4 %.

Верификация показала способность комплекса SUHAM-U-2D рассчитывать ТВС и ячейки ВВЭР-1000 с достаточной для практики точностью. Тем не менее требуется дополнительная верификация.

Список литературы

1. Лалетин Н.И. Об уравнениях гетерогенного реактора // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 5(18), с. 31–46.
2. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. 1. Квадратная решетка блоков. Препринт ИАЭ-3280/5, 1980.
3. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. 2. Квадратная, треугольная и "двойная" решетки блоков. Препринт ИАЭ-3458/5, 1981.
4. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. 3. Трехмерный гетерогенный реактор. Препринт ИАЭ-4090/5, 1985.

5. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Система уточненных конечно-разностных уравнений для трехмерного гетерогенного реактора // Атомная энергия, 1986, т. 60, вып. 2, февраль, с. 96–99.
6. Boyarinov V.F. Application of the Surface Harmonic Method for the Solution of the Neutron-Physical Problems with Double Heterogeneity of the "Cell – Fuel Assembly – Reactor" Type. Preprint IAE-6006/5, 1996.
7. Бояринов В.Ф. Применение метода поверхностных гармоник для решения нейтронно-физических задач с гетерогенностью типа ячейка – ТВС – реактор // Атомная энергия, 1997, т. 82, вып. 3, март, с. 163–170.
8. Boyarinov V.F. SUHAM-2.5 Code for Solving 2D Finite-Difference Equations of the Surface Harmonics Method in Square and Triangular Lattices / Proc. of Annual Meeting on Nuclear Technology'99, Karlsruhe, Germany, May 18-20, 1999, pp. 23–26.
9. Лалетин Н.И., Султанов Н.В., Бояринов В.Ф. Комплекс программ WIMS-SU // ВАИТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 26–33.
10. Белоусов Н.И., Давиденко В.Д., Цибульский В.Ф. Программа UNK для детального расчета спектра нейтронов в ячейке ядерного реактора. Препринт ИАЭ-6083.4, 1998.
11. Бояринов В.Ф., Давиденко В.Д., Цибульский В.Ф., Полисмаков А.А. Комплекс программ SUHAM-U, вариант SUHAM-U-VVER-01. Препринт ИАЭ-6341/5, 2004.
12. Boyarinov V.F., Davidenko V.D., Polismakov A.A., Tsibulsky V.F. New code system SUHAM-U-VVER-01. Description and verification calculations of VVER-1000 fuel assemblies with uranium and MOX fuel / Proc. of Int. Topical Meeting on Mathematics and Computation, Supercomputing, Reactor Physics and Biological Application, M&C-2005, Palais des Papes, Avignon, France, Sept. 12-15, 2005.
13. Askew J.R. et al. A General Description of the Lattice Code WIMS, JBWES, Oct. 1966.
14. Laletin N.I., Kovalishin A.A., Sultanov N.V., Laletin M.N. Complex SVS for neutron-physical calculations in uranium-water reactor. Int. Topical Meeting on Mathematics and Computation, Supercomputing, Reactor Physics and Biological Application, M&C-2005, Palais des Papes, Avignon, France, Sept. 12-15, 2005, Proc. on CD.
15. Султанов Н.В. Многогрупповая программа расчета цилиндрической ячейки "РАЦИЯ". Препринт ИАЭ 3536.5, 1982.
16. Бояринов В.Ф., Ельшин А.В. Метод сферических гармоник для расчета антисимметричных пробных функций в ячейках ядерного реактора / 12-й Семинар по проблемам реакторной физики "Волга-2002", 2002, 2-6 сентября, с. 207–209.
17. Бояринов В.Ф. Исследование различных способов организации итераций в методе поверхностных гармоник, связанных с зависимостью сечений от K_{eff} / 9-й Семинар по проблемам реакторной физики "Волга-95", 1995, т. 1, с. 117–119.
18. Boyarinov V.F. Use of the Surface Harmonics Method for Evaluation of Homogenization Effect for PWR-Type Lattices with MOX Fuel / Proc. of M&C'99, "Mathematics and Computation, Reactor Physics and Environmental Analysis in Nuclear Applications", Madrid, Spain, Sept. 27-30, 1999, v. 2, p. 1780, Senda Editorial.
19. Boyarinov V.F. Use of the Surface Harmonics Method for Evaluation of Homogenization Effect for VVER-Type Lattices with Uranium and MOX Fuel / Proc. of Annual Meeting on Nuclear Technology'2000, Bonn, Germany, May 23-25, 2000, pp. 47–50.
20. Boyarinov V.F. Use of the Surface Harmonics Method for Calculation of 2D Benchmark C5G7 MOX / Proc. of the Physor 2002, Int. Conf. on the New Frontiers of Nuclear Technology: Reactor Physics, Safety and High-Performance Computing, Seoul, Korea, October 7-10, 2002, Session 8B.
21. Smith M.A., Lewis E.E., Na Byung-Chan. Benchmark on deterministic 2-D MOX fuel assembly transport calculations without spatial homogenization // Progress in Nuclear Energy, 2004, v. 45, No. 2-4, p. 107–118.
22. Kevrolev V.V. RECOL Continuous-Energy Monte-Carlo Code for Neutron Transport. Preprint RRC KI, IAE-5621/5, 1993.
23. RSIC COMPUTER CODE COLLECTION. MCNP-4A, Monte-Carlo N-Particle Transport Code System. LANL, CCC-200, 1993.
24. Boyarinov V.F., Tsibulsky V.F., Klimov A.D. et al. System Analysis of Nuclear Safety of VVER Reactor with MOX Fuel. Int. Topical Meeting on Mathematics and Computation, Supercomputing, Reactor Physics and Biological Application, M&C-2005, Palais des Papes, Avignon, France, Sept. 12-15, 2005, Proc. on CD.

*Контактная информация об авторе статьи –
Бояринов Виктор Федорович, нач. лаб., тел.: (499)
196-94-09, e-mail: Boyarinov@dhtp.kiae.ru*

Верификация комплекса программ SUHAM-2D на бенчмарк-расчетах ТВС ВВЭР-1000 с урановым и МОХ топливом

В.Ф. Бояринов,

РНЦ "Курчатовский Институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1
Поступила в редакцию 16.12.2008 г.

Проведена верификация комплекса SUHAM-2D на бенчмарк-расчетах 16-ти состояний четырех ТВС ВВЭР-1000 с урановым и МОХ топливом.

Ключевые слова: комплекс программ SUHAM-2D, верификация, бенчмарк-расчеты, ТВС ВВЭР-1000.

Verification of Code System SUHAM-2D by the Benchmark Calculations of the VVER-1000 Fuel Assemblies with Uranium and MOX Fuel. V.F. Boyarinov. RRC KI, Kurchatov Sq., 1, Moscow, 123182. Verification of code system SUHAM-2D by the benchmark calculations of the 16 states of 4 VVER-1000 fuel assemblies with uranium and MOX fuel was carried out.

Key words: Code System SUHAM-2D, Verification, Benchmark Calculations, VVER-1000 Fuel Assemblies.

Введение

Вариант комплекса программ SUHAM-2D [1, 2] в связке с модулями комплекса UNK [3] (SUHAM-U-2D [2, 4]) разрабатывается для решения двумерных нейтронно-физических задач в двумерной активной зоне ядерных реакторов с треугольной и квадратной решетками. При этом модули программы UNK используются для подготовки групповых сечений изотопов и материалов. Модули программы SUHAM применяются для решения многогруппового уравнения переноса нейтронов в активной зоне реактора методом поверхностных гармоник (МПГ) [5...9].

МПГ – это метод решения уравнения переноса нейтронов во всем объеме активной зоны ядерного реактора, обладающий преимуществами детерминистических (точность расчета) и инженерных (вычислительные затраты) методов. В работах [2, 4] приведено описание первого варианта комплекса SUHAM-U-2D, проведены выбор числа и границ энергетических групп, а также начальная верификация. Данная работа посвящена дальнейшей верификации комплекса SUHAM-U-2D на бенчмарк-расчетах ТВС ВВЭР-1000 с урановым и МОХ топливом.

1. Описание расчетных бенчмарков для ТВС ВВЭР-1000 с урановым или МОХ топливом

В работе [10] дано подробное описание бенчмарков для ТВС ВВЭР-1000 с урановым или МОХ топливом. Приведем здесь краткое описание этих бенчмарков. Рассматриваются 4 варианта ТВС с: UO_2 топливом, МОХ топливом, UO_2 топливом и 12-ю Gd твэгами, МОХ топливом и 12-ю Gd твэгами.

Гексагональная в плане ТВС состоит из центральной трубы, 312-ти топливных стержней и 18-ти направляющих трубок, содержащих замедлитель или поглощающие стержни. ТВС № 1 содержит стержни с урановым топливом обогащением по ^{235}U , равным 3,7 %, а ТВС № 2 – МОХ топливо с обогащением по делящимся изотомам Pu, равным 4,2, 3,0 и 2,0 %. В вариантах ТВС №№ 3 и 4 дополнительно определены 12 стержней с уран-гадолиниевым топливом.

Параметры рассчитанных состояний ТВС представлены в табл. 1. Шаг треугольной решетки в ТВС – 1,275 см, размер ТВС под ключ – 23,6 см. Более детальную информацию о бенчмарках, включая картограммы ТВС, наименования материалов и концентрации изотопов для каждого материала, а также геометрические параметры ячеек, можно посмотреть в [10].

2. Описание расчетов по комплексу SUHAM-2D

В расчетах по комплексу SUHAM-2D микрогрупповая структура сечений (~7 000 микрогрупп) использовалась для следующих изотопов: ^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{155}Gd , ^{157}Gd и Zr(ест.). Микрогрупповая библиотека сечений для основных изотопов приготовлена на основе файлов ядерных данных В-645 [11]. Для тех изотопов, которых нет в файлах данных В-645, применены данные из микрогрупповой библиотеки сечений комплекса UNK [3].

Дополнительный слой замедлителя в ТВС учитывался добавлением внешнего слоя водяных ячеек с уменьшенной плотностью воды (с сохранением объема воды).

Т а б л и ц а 1. Параметры состояний ТВС

Состояние	Температура топлива, К	Температура не-топливных зон, К	Плотность замедлителя, г/см ³	Концентрация бора в воде, ppm	Наличие поглотителя
S2	1 027	575	0,7235	600	нет
S3	800	575	0,7235	600	нет
S4	575	575	0,7235	600	нет
S5	473	473	0,875	600	нет
S6	300	300	1,0033	600	нет
S7	1 500	575	0,7235	600	нет
S8	2 000	575	0,200	600	нет
S10	1 027	575	0,7235	0	нет
S11	800	575	0,7235	0	нет
S12	575	575	0,7235	0	нет
S13	473	473	0,875	0	нет
S14	300	300	1,0033	0	нет
S15	1 500	575	0,7235	0	нет
S16	2 000	575	0,200	0	нет
SA1	1 027	575	0,7235	600	B ₄ C (ест.)
SA2	1 027	575	0,7235	600	B ₄ C (обог.)

12-групповые сечения готовились для всех участвующих в расчетах материалов, при этом сечения для зоны внешнего замедлителя для всех ячеек были разные. При помощи МПГ решалось 12-групповое уравнение переноса нейтронов в ТВС с граничным условием нулевых токов в каждой группе на каждой внешней грани ТВС. Общая схема расчета по комплексу SUHAM-2D представлена на рисунке.

В качестве результатов расчета использовались значение k_{∞} ТВС и распределение по ТВС энерговыделения (реакции деления) в твэлах, нормированное на среднее энерговыделение в твэле, равное единице. Сравнение с расчетами по другим программам проводилось по следующим функционалам:

- k_{∞} ТВС;
- максимальное по модулю отклонение локального энерговыделения (реакции деления) в твэлах, не содержащих изотопы Gd;
- максимальное по модулю отклонение локального энерговыделения в твэгах (в твэлах, содержащих изотопы Gd);
- AVG (average pin power percent error) – среднее по модулю отклонение локального энерговыделения по всем твэлам;

- RMS (root mean square of the power percent error distribution) – среднеквадратическое отклонение локального энерговыделения по всем твэлам;
- MAE (mean absolute power percent error) – среднее по модулю отклонение локального энерговыделения по всем твэлам с весом локального энерговыделения.

Формулы для AVG, RMS и MAE имеют вид

$$AVG = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |e_n|, \quad (1)$$

$$RMS = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\sum_{n=1}^N |e_n|^2}, \quad (2)$$

$$MAE = \sum_{n=1}^N |e_n| p_n / (N p_{avg}). \quad (3)$$

Здесь N – суммарное число твэлов и твэгов; e_n – рассчитанное процентное отклонение для n -го стержня от значения, принятого за эталонное; p_n – локальное энерговыделение. Мера точности AVG дает среднюю по модулю процентную погрешность локального энерговыделения. Мера точности RMS присваивает больший вес большей локальной погрешности и дает лучшую оценку распределения погрешности. Мера точности MAE взвешивает погрешность с весом локального энерговыделения, тем самым присваивая погрешности больший вес в местах с большим энерговыделением. Эти три меры точности расчета одновременно применялись в работе [12] как коллективные меры процентной ошибки (collective percent error measures).



Общая схема расчета по комплексу SUHAM-2D

Рисунки к статье В.П. Гарина и др.
 “Оцененные бенчмарк эксперименты на критических сборках,
 моделирующих особенности ВТГР на стенде АСТРА”

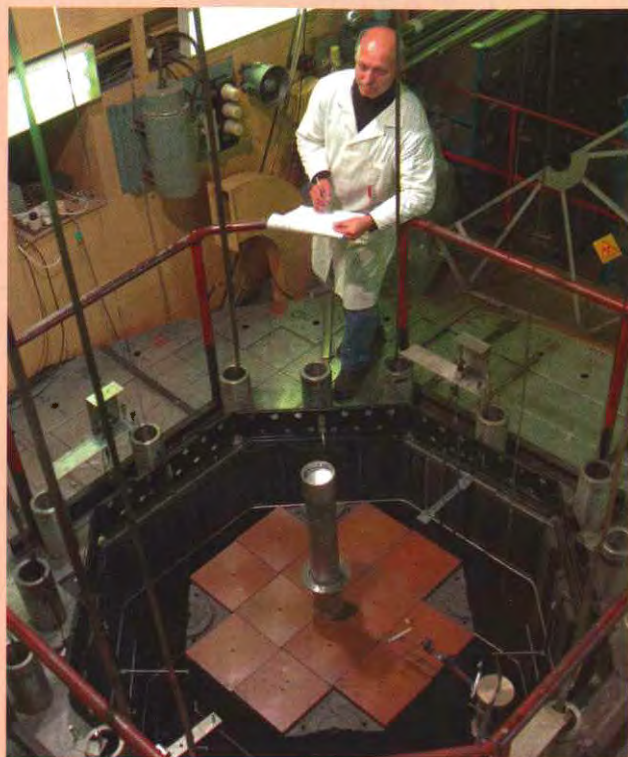


Рис. 1. Общий вид критического стенда АСТРА



Рис. 2. Фотография критической сборки с кольцевой активной зоной: 1 – графитовый БО с верхними крышками; 2 – кольцевая активная зона; 3 – БО из графитовых блоков; 4 – канал для регулирующего стержня КО7; 5 – стержень АЗ4

Рисунки к статье В.Ф. Бояринова и др.
 “Расчетно-экспериментальные исследования на критическом стенде АСТРА
 по профилированию полей энерговыделения в модульном ВТГР
 с кольцевой активной зоной”

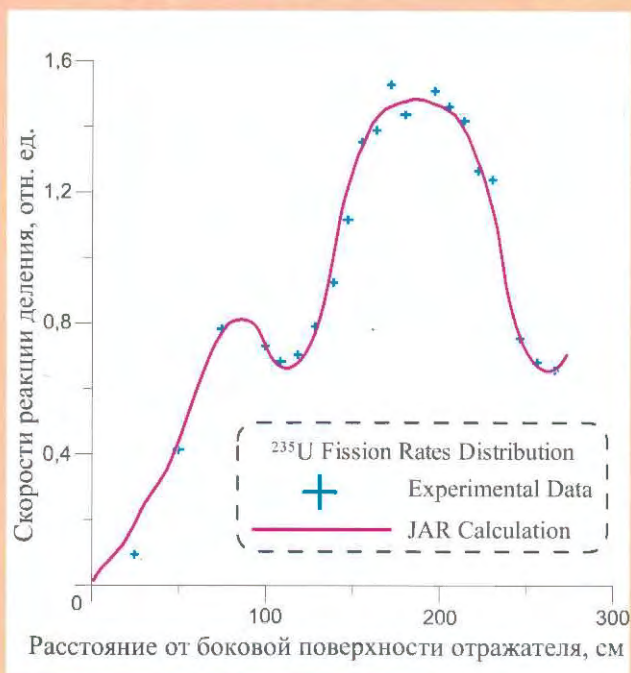


Рис. 2. Распределение скорости реакции деления урана-235 в диаметральной направлении измерений для конфигурации 1А

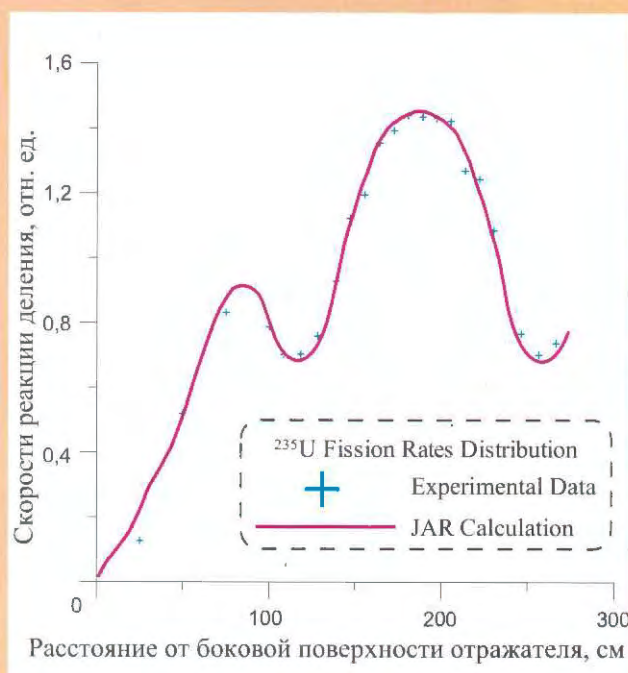


Рис. 3. Распределение скорости реакции деления урана-235 в диаметральной направлении измерений для конфигурации 5А

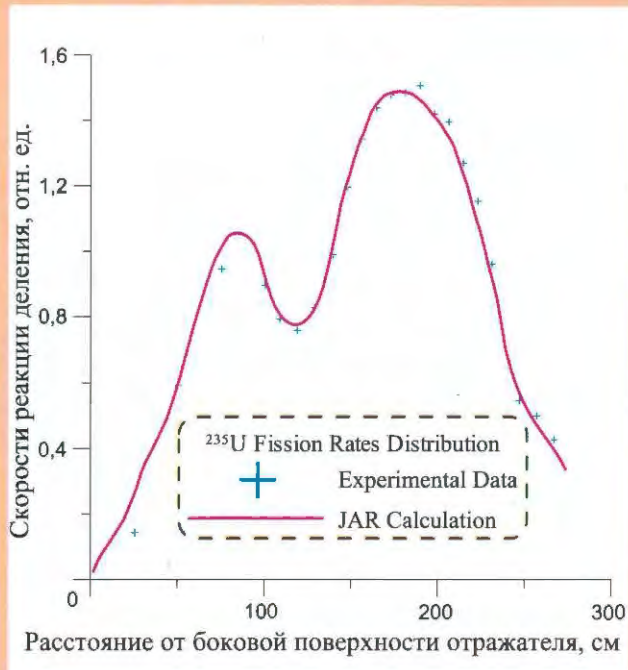


Рис. 4. Распределение скорости реакции деления урана-235 в диаметральном направлении измерений для конфигурации 7А

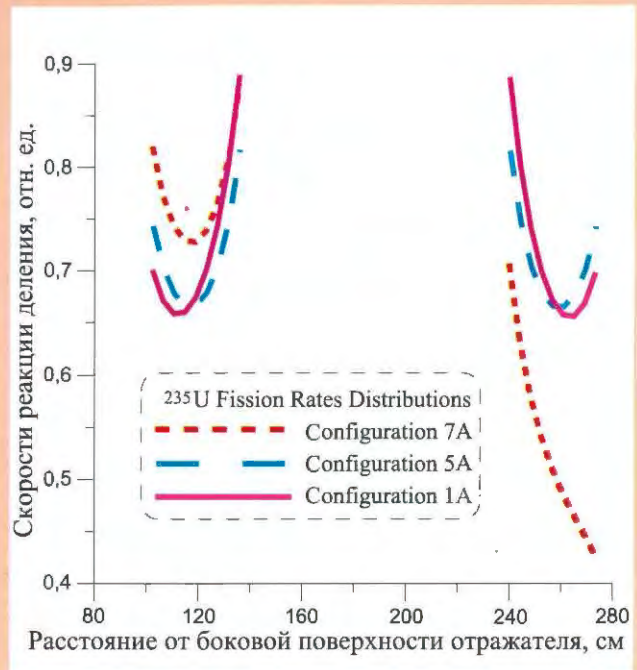


Рис. 5. Распределение скорости реакции деления урана-235 в диаметральном направлении измерений в активных зонах различных конфигураций сборки АСТРА (расчет)

Рисунки к статье Н.Н. Пономарева-Степного и др.

“Исследование возможности проведения экспериментов на модернизированном критическом стенде АСТРА при нагреве”

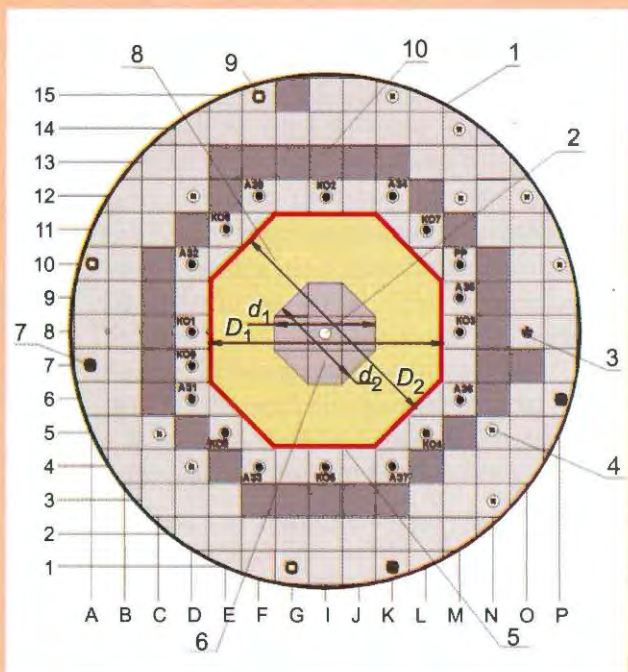


Рис. 2. Схема поперечного сечения критической сборки с кольцевой а.з., центральным нагревателем и тепловой изоляцией: 1 – корпус; 2 – нагреватель; 3 – канал источника нейтронов; 4 – каналы ионизационных камер; 5 – тепловая изоляция; 6 – ВО; 7 – каналы ионизационных камер; 8 – шаровая засыпка а.з.; 9 – каналы ионизационных камер; 10 – БО ($d_1 = 75,25$ см; $d_2 = 70,76$ см; $D_1 = 175,56$ см; $D_2 = 178,19$ см)

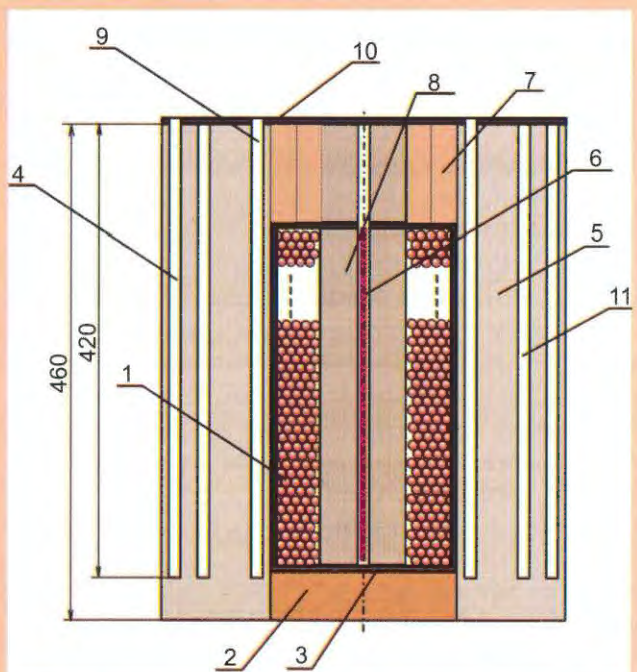


Рис. 3. Схема продольного сечения критической сборки с кольцевой а.з., центральным нагревателем и тепловой изоляцией: 1 – шаровая засыпка а.з.; 2 – НТО; 3 – тепловая защита; 4 – каналы для ионизационных камер; 5 – графитовая кладка БО; 6 – нагреватель; 7 – ВТО; 8 – ВО; 9 – каналы для поглощающих стержней; 10 – тепловая защита; 11 – канал источника нейтронов (размеры в см)

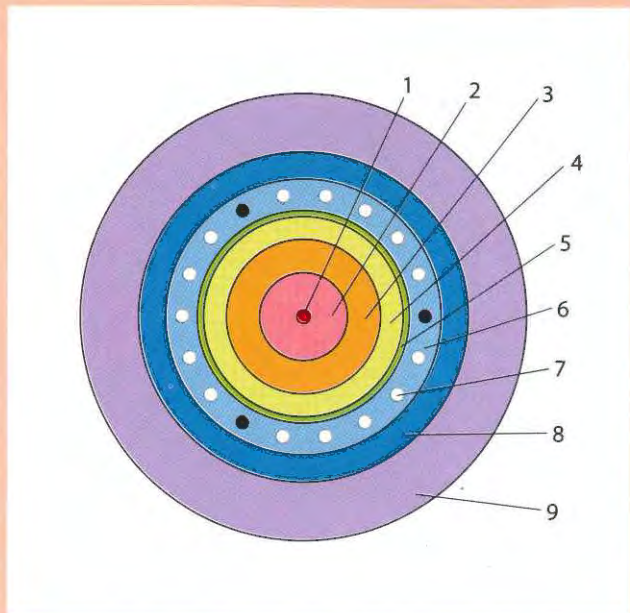


Рис. 5. Расчетная схема поперечного сечения упрощенной модели горячей критической сборки на модернизируемом стенде АСТРА: 1 – нагреватель; 2 – ВО; 3 – внутренняя область а.з. (а.з.1); 4 – внешняя область а.з. (а.з.2); 5 – тепловая изоляция (шамот); 6 – внутренняя область БО (БО1); 7 – канал для поглощающего стержня; 8 – средняя область БО (БО2); 9 – внешняя область БО (БО3)

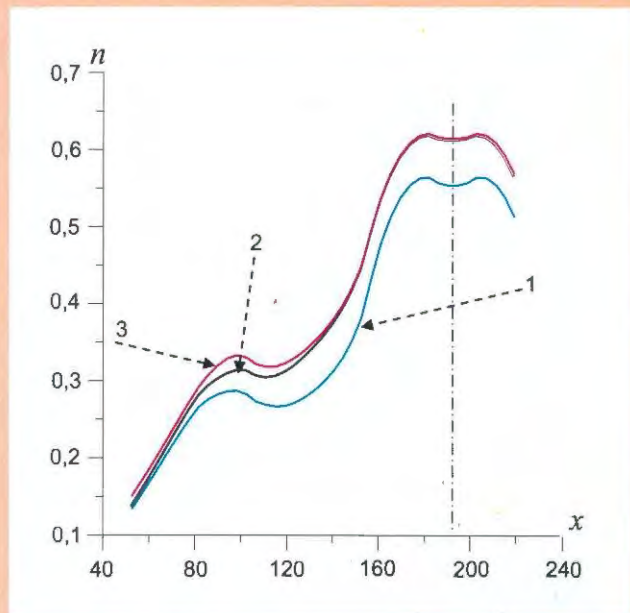


Рис. 9. Пространственное распределение плотности потока тепловых нейтронов по радиусу в процессе разогрева сборки: 1 – при комнатной температуре; 2 – нагреты ВО (600 °С) и а.з. (500 °С); 3 – нагреты ВО, а.з. (600 °С) и БО (100 °С); x – расстояние от наружной поверхности БО, см; n – плотность потока нейтронов, отн. ед.

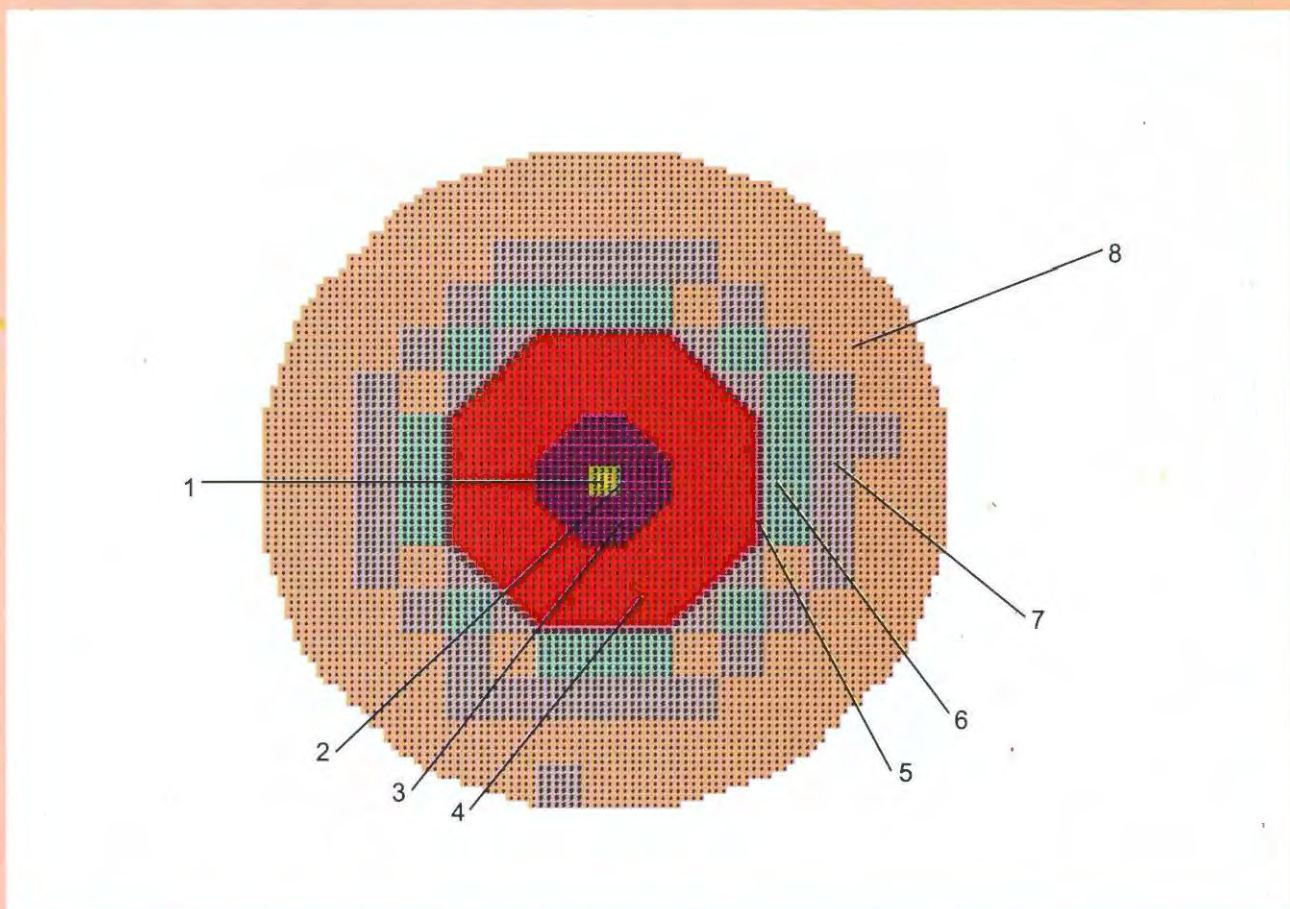


Рис. 6. Картограмма критической сборки стенда АСТРА при расчетах по программе JAR: 1 – нагреватель; 2 – графит вокруг нагревателя; 3 – ВО; 4 – а.з.; 5 – теплоизоляция; 6 – графит с каналами для поглощающих стержней; 7 – сплошной графит без каналов; 8 – внешний слой БО (графит с каналами)

Фотографии к материалу
“XV Школа-семинар по проблемам физики реакторов “Волга-2008”



+ внимание коллег к Вашей теме;
+ острые дискуссии;



На школе-семинаре Вас ждут:

+ замечательная рыбалка;



+ блестящие лекции и доклады;



+ Ваши будущие молодые кадры;



+ волшебный сосновый воздух;



+ Волжские грибы;



+ мнение мэтров отрасли
о Вашей работе;



+ лодки, катамараны, экскурсия на пароме;

+ и отличное настроение.

3. Сравнение со ссылочными результатами

В работе [10] приведены результаты расчетов описанных выше бенчмарков по программам APOLLO-2 [13], TVS-M [14], MCU-REA [15], CONKEMO [16], CASMO-4 [17], KENO [18] и MCNP [19] (ссылочные программы), при этом 4 из этих программ для решения уравнения переноса используют метод Монте-Карло. Там же приведены краткое описание этих программ, применяемых файлов данных и библиотек, а также статистические погрешности для расчетов по методу Монте-Карло.

Сравнение со ссылочными программами проводилось по следующим функционалам: k_{∞} ТВС, локальное энерговыделение в ТВС, эффекты реактивности, веса поглотителей из B_4C с естественным и обогащенным бором, веса U-Gd стержней. Сравнение проводилось со значениями как по каждой ссылочной программе, так и со средними по ссылочным программам.

В табл. 2 представлены:

- значения k_{∞} ТВС, рассчитанные по программе SUHAM-2D;
- средние значения k_{∞} ТВС по всем ссылочным программам (для которых есть цифры);
- для каждого варианта ТВС и всех состояний приведены отличия в % k_{∞} ТВС, рассчитанного по SUHAM-2D, от расчета по каждой из ссылочных программ, а также отличие в % от среднего значения по этим программам;
- дополнительно в этой таблице приведены величины S и D , формулы для которых даны ниже:

$$S = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \delta k_{\infty}^{(n)}, \quad (4)$$

$$D = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\sum_{n=1}^N (\delta k_{\infty}^{(n)})^2}, \quad (5)$$

где $\delta k_{\infty}^{(n)}$ – отличие в % k_{∞} ТВС, рассчитанного по SUHAM-2D, от значения, рассчитанного по рассматриваемой программе; N – число состояний, по которым есть цифры для данной программы.

Для тех состояний ТВС, для которых в [10] приведено распределение энерговыделения, в табл. 3, 4 даны значения коллективных мер точности (отличия значений локального энерговыделения, рассчитанных по SUHAM-2D, от значений, рассчитанных по каждой ссылочной программе, для которой приведено распределение энерговыделения, а также от средних значений локального энерговыделения по этим программам).

В табл. 5 для всех ТВС и тех состояний ТВС, для которых в [10] дано распределение энерговыделения, приведены значения максимальных по всем твэлам отличий энерговыделений, рассчитанных по ссылочным программам (Δ , в %). Значение Δ дает оценку разброса расчета энерговыделения по ссылочным программам.

Эффекты реактивности рассчитывались по формуле

$$R = 100 \frac{k_{\infty}(S_i) - k_{\infty}(S_j)}{k_{\infty}(S_i)k_{\infty}(S_j)}. \quad (6)$$

В табл. 6 приведены эффекты реактивности, рассчитанные по SUHAM-2D, а также отличия в % этих эффектов реактивности от значений, рассчитанных по ссылочным программам, и от средних значений по ссылочным программам.

В табл. 7 даны веса U-Gd стержней ($\Delta k/k$, %), рассчитанные по SUHAM-2D, для ТВС с урановым и MOX топливом, а также отличия этих весов стержней в % от значений, рассчитанных по ссылочным программам, и от средних значений по ссылочным программам. Обобщенные результаты сравнений представлены в табл. 8.

4. Сравнение с результатами расчетов по комплексу SUHAM-W-2D

В работе [20] даны результаты расчетов отдельных состояний рассчитанных ТВС по комплексу программ SUHAM-W-2D (комплекс SUHAM – WIMS-SH) [21, 1, 2]. При этом расчеты ячеек проводились в 27-ми энергетических группах, а решение конечно-разностных уравнений МПГ – в двух и четырех группах. Поскольку SUHAM-U-2D отличается от SUHAM-W-2D главным образом привязкой к другой библиотеке констант, интересно сравнить результаты расчетов по этим двум комплексам.

В табл. 9 для каждого варианта ТВС и тех состояний, для которых имеются результаты расчета по SUHAM-W-2D, приведены значения k_{∞} ТВС, рассчитанные по этим двум программам, а также отличия в % k_{∞} ТВС, рассчитанных по SUHAM-W-2D, от значений по SUHAM-U-2D. Из табл. 9 видно, что практически все значения k_{∞} ТВС, рассчитанные по SUHAM-W-2D, меньше тех же значений, рассчитанных по SUHAM-U-2D, – от 0 до 0,6 %, что вполне объясняется разными библиотеками констант.

Т а б л и ц а 2. Сравнение значений k_{∞} , рассчитанных по программе SUHAM-2D и ссылочным программам

TBC	Состояние	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8	S10	S11	S12	S13	S14	S15	S16	SA1	SA2	S	D
1	k_{∞} , SUHAM	1,2894	1,2964	1,3044	1,3203	1,3288	1,2768	1,0039	1,3611	1,3686	1,3771	1,4109	1,4359	1,3477	1,0156	1,0037	0,9324	-	-
	k_{∞} , среднее по ссыл. знач.	1,2897	1,2986	1,3057	1,3226	1,3291	1,2785	1,0026	1,3613	1,3706	1,3779	1,4137	1,4372	1,3494	1,0115	1,0053	0,9364	-	-
	δk_{∞} от прогр.	%																	
	APOLLO-2	-0,35	-0,38	-0,42	-0,46	-0,49	-0,30	0,53	-0,26	-0,30	-0,33	-0,35	-0,34	-0,22	0,57	-	-	-0,22	0,39
	TVS-M	0,28	0,29	0,31	0,30	0,35	0,25	0,20	0,24	0,24	0,26	0,24	0,29	0,20	0,20	-0,19	-0,38	0,19	0,27
	MCU-REA	0,23	-	0,17	-	0,21	-	0,31	-	-	0,26	-	0,00	-	-	-0,16	-0,33	0,10	0,25
	CONKEMO	-0,39	-0,41	-0,44	-0,35	-0,21	-0,36	0,52	-0,37	-0,39	-0,41	-0,47	-0,21	-0,36	0,45	-0,08	-0,13	-0,22	0,37
	CASMO-4	0,40	-	0,12	-	0,34	-	-0,55	0,48	-	-	-	-	-	-	-0,27	-0,84	-0,05	0,48
	KENO	-0,13	-	-0,21	-	-0,17	-	-0,05	0,01	-	-	-	-	-	-	-0,08	0,00	-0,11	0,13
	MCNP	-0,19	-	-0,22	-	-0,20	-	-0,02	-0,16	-	-	-	-	-	-	-0,18	0,00	-0,16	0,17
от среднего	-0,02	-0,17	-0,10	-0,17	-0,02	-0,14	0,13	-0,01	-0,15	-0,05	-0,20	-0,09	-0,13	0,41	-0,16	-0,42	-0,08	0,19	
2	k_{∞} , SUHAM	1,247	1,2553	1,2648	1,2988	1,3236	1,2319	0,9419	1,2842	1,293	1,3029	1,3503	1,3919	1,2684	0,9478	1,247	1,2553	-	-
	k_{∞} , среднее по ссыл. знач.	1,2470	1,2557	1,2648	1,2990	1,3233	1,2319	0,9391	1,2845	1,2933	1,3019	1,3509	1,3956	1,2684	0,9447	1,2470	1,2557	-	-
	δk_{∞} от прогр.	%																	
	APOLLO-2	-0,09	-0,15	-0,20	-0,31	-0,44	-0,02	1,28	-0,02	-0,07	-0,13	-0,20	-0,27	0,06	1,33	-	-	0,05	0,53
	TVS-M	-0,25	-0,24	-0,21	0,02	0,28	-0,32	-0,76	-0,38	-0,35	-0,31	-0,13	0,14	-0,45	-0,75	0,06	-0,14	-0,24	0,36
	MCU-REA	0,35	-	0,50	-	0,46	-	0,04	-	-	0,44	-	-	-	-	0,63	0,47	0,42	0,45
	CONKEMO	0,33	0,30	0,29	0,25	0,30	0,35	0,38	0,35	0,34	0,32	0,19	0,33	0,39	0,45	1,02	0,70	0,39	0,44
	CASMO-4	-0,42	-	-0,45	-	-0,37	-	0,32	-0,37	-	-	-	-	-	-	-0,67	-0,98	-0,42	0,56
	KENO	0,14	-	0,09	-	0,09	-	0,41	0,23	-	-	-	-	-	-	0,59	0,48	0,34	0,37
	MCNP	-0,06	-	-0,01	-	-0,14	-	0,41	0,05	-	-	-	-	-	-	0,43	0,33	0,17	0,28
от среднего	0,00	-0,03	0,00	-0,01	0,02	0,00	0,29	-0,02	-0,03	0,08	-0,04	0,06	0,00	0,33	0,34	0,14	0,07	0,15	

Продолжение таблицы 2

ТВС	Состояние	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8	S10	S11	S12	S13	S14	S15	S16	SA1	SA2	S	D
3	k_{∞} , SUHAM	1,1804	1,1867	1,1939	1,2127	1,2296	1,169	0,9393	1,2399	1,2466	1,2543	1,2892	1,3223	1,2278	0,9488	0,9424	0,8777	–	–
	k_{∞} , среднее по ссыл. знач.	1,1784	1,1853	1,1918	1,2116	1,2291	1,1672	0,9360	1,2384	1,2445	1,2512	1,2874	1,3212	1,2254	0,9460	0,9414	–	–	–
	δk_{∞} от прогр.	%																	
	APOLLO-2	0,00	–0,05	–0,09	–0,03	–0,04	0,07	0,44	0,10	0,05	0,02	0,12	0,16	0,15	0,48	–	–	0,10	0,19
	TVS-M	0,25	0,26	0,28	0,17	0,12	0,22	0,27	0,23	0,23	0,25	0,12	0,04	0,19	0,27	–0,08	–	0,19	0,21
	MCU-REA	0,40	–	0,42	–	0,26	–	0,61	–	–	0,51	–	–	–	–	0,08	–	0,38	0,42
	CONKEMO	0,15	0,14	0,11	0,14	0,06	0,17	0,12	0,24	0,23	0,22	0,18	0,06	0,24	0,14	0,33	–	0,17	0,18
	KENO	0,18	–	–	–	–0,01	–	–	0,10	–	–	–	–	–	–	0,15	–	0,10	0,13
	MCNP	0,03	–	–	–	–0,14	–	–	–0,06	–	–	–	–	–	–	0,06	–	–0,03	0,08
от среднего	0,17	0,12	0,18	0,09	0,04	0,15	0,36	0,12	0,17	0,25	0,14	0,09	0,20	0,30	0,11	–	0,15	0,18	
4	k_{∞} , SUHAM	1,1920	1,1998	1,2085	1,2385	1,2607	1,1781	0,9127	1,2258	1,2345	1,2437	1,2859	1,3236	1,2117	0,9181	0,9928	0,9206	–	–
	k_{∞} , среднее по ссыл. знач.	1,1901	1,1984	1,2060	1,2370	1,2589	1,1762	0,9102	1,2246	1,2330	1,2413	1,2841	1,3208	1,2101	0,9153	0,9876	0,9186	–	–
	δk_{∞} от прогр.	%																	
	APOLLO-2	0,02	–0,03	–0,10	–0,11	–0,19	0,09	1,11	0,06	0,05	–0,01	0,02	0,01	0,17	1,15	–	–	0,16	0,43
	TVS-M	–0,24	–0,22	–0,21	–0,02	0,17	–0,27	–0,89	–0,39	–0,33	–0,30	–0,15	0,03	–0,39	–0,90	0,06	–	–0,27	0,40
	MCU-REA	0,36	–	0,55	–	0,39	–	0,33	–	–	0,46	–	–	–	–	0,65	–	0,46	0,47
	CONKEMO	0,63	0,62	0,60	0,51	0,55	0,67	0,57	0,60	0,64	0,64	0,55	0,61	0,64	0,69	1,01	–	0,64	0,64
	KENO	0,20	–	–	–	0,08	–	–	0,19	–	–	–	–	–	–	0,50	0,16	0,23	0,27
MCNP	–0,02	–	–	–	–0,13	–	–	0,02	–	–	–	–	–	–	0,42	0,28	0,12	0,24	
от среднего	0,16	0,12	0,21	0,12	0,14	0,16	0,27	0,09	0,12	0,20	0,14	0,21	0,13	0,31	0,53	0,22	0,20	0,22	

Т а б л и ц а 3. Коллективные меры точности расчета энерговыделения в вариантах ТВС №№ 1, 2 по комплексу SUHAM-2D, %

Вар. ТВС	Состояние	S2				SA1				SA2			
	Величина	Max δE	AVG	RMS	MAE	Max δE	AVG	RMS	MAE	Max δE	AVG	RMS	MAE
	От программы												
1	TVS-M	0,43	0,08	0,11	0,08	1,54	0,54	0,67	0,49	1,72	0,62	0,76	0,56
	MCU-REA	1,14	0,36	0,46	0,35	2,47	0,79	1,00	0,88	3,54	0,96	1,26	1,10
	CONKEMO	0,46	0,16	0,19	0,16	1,71	0,49	0,63	0,49	2,46	0,84	1,04	0,80
	CASMO	0,33	0,12	0,15	0,12	1,34	0,29	0,41	0,30	2,04	0,43	0,64	0,44
	MCNP	0,98	0,39	0,46	0,39	9,45	0,80	1,52	0,79	—	—	—	—
	От среднего	0,40	0,15	0,18	0,15	1,98	0,32	0,49	0,35	2,16	0,39	0,60	0,44
2	TVS-M	1,06	0,34	0,39	0,33	1,07	0,29	0,38	0,29	1,33	0,36	0,46	0,36
	MCU-REA	2,35	0,60	0,78	0,59	4,70	1,28	1,56	1,33	5,93	1,76	2,08	1,81
	CONKEMO	1,65	0,33	0,43	0,33	3,63	1,08	1,36	1,03	4,04	1,34	1,74	1,26
	CASMO	1,34	0,43	0,50	0,42	2,10	0,45	0,59	0,46	2,67	0,51	0,69	0,53
	MCNP	2,00	0,58	0,76	0,57	4,46	1,26	1,60	1,23	3,57	1,47	1,80	1,39
	От среднего	1,21	0,36	0,44	0,35	3,21	0,73	0,94	0,73	3,52	0,94	1,20	0,92

Т а б л и ц а 4. Коллективные меры точности расчета энерговыделения в вариантах ТВС №№ 3, 4 по комплексу SUHAM-2D, %

Вар. ТВС	Состояние	S2					SA1				
	Величина	Max δE в ячейках без Gd	Max δE в ячейках с Gd	AVG	RMS	MAE	Max δE в ячейках без Gd	Max δE в ячейках с Gd	AVG	RMS	MAE
	От программы										
3	TVS-M	0,52	2,68	0,27	0,55	0,20	1,89	2,69	0,66	0,86	0,56
	MCU-REA	2,47	3,50	0,85	1,07	0,77	3,22	2,00	0,83	1,12	0,86
	CONKEMO	0,96	0,12	0,27	0,34	0,28	2,32	1,05	0,71	0,89	0,71
	MCNP	1,65	1,48	0,49	0,62	0,48	2,66	1,34	0,90	1,05	0,89
	От среднего	0,74	1,10	0,32	0,40	0,30	2,18	1,04	0,50	0,66	0,53
4	TVS-M	0,92	5,11	0,56	1,08	0,43	1,04	4,50	0,47	0,94	0,37
	MCU-REA	3,20	0,99	0,93	1,16	0,91	4,68	0,59	1,10	1,46	1,12
	CONKEMO	1,95	5,47	0,63	1,18	0,49	3,60	6,82	1,26	1,78	1,11
	MCNP	2,15	2,96	0,69	0,92	0,63	4,00	3,16	1,46	1,84	1,38
	От среднего	1,67	3,49	0,56	0,88	0,47	3,35	3,65	0,99	1,29	0,91

Таблица 5. Значения максимальных по всем твэлам отличий энерговыделений, рассчитанных по ссылочным программам, в % (Δ)

Вар. ТВС	Состояние	Программы	Δ в твэлах без Gd, %	Δ в твэгах, %
1	S2	TVS-M, MCU-REA, CONKEMO, CASMO, MCNP	1,40(1)	–
	SA1	TVS-M, MCU-REA, CONKEMO, CASMO, MCNP	9,65(30)	–
	SA2	TVS-M, MCU-REA, CONKEMO, CASMO	3,24(20)	–
2	S2	TVS-M, MCU-REA, CONKEMO, CASMO, MCNP	2,80(2)	–
	SA1	TVS-M, MCU-REA, CONKEMO, CASMO, MCNP	3,77(12)	–
	SA2	TVS-M, MCU-REA, CONKEMO, CASMO, MCNP	4,68(9)	–
3	S2	TVS-M, MCU-REA, CONKEMO, MCNP	2,86(4)	4,98
	SA1	TVS-M, MCU-REA, CONKEMO, MCNP	3,80(20)	4,03
4	S2	TVS-M, MCU-REA, CONKEMO, MCNP	4,09(2)	4,62
	SA1	TVS-M, MCU-REA, CONKEMO, MCNP	3,74(26, 27)	6,22

В скобках приведен номер твэла (нумерацию см. в [10]), в котором достигается это отличие.

4. Анализ результатов сравнения

Сравнение проведено с результатами расчетов по семи программам как российским, так и зарубежным, которые использовались в качестве ссылочных результатов [10]. Кроме этого выполнено сравнение с расчетами по комплексу программ SUHAM-W-2D [1, 2], основанными на константной базе программы WIMS и приведенными в работе [20].

Сравнение со ссылочными программами проводилось по следующим функционалам: k_{∞} ТВС, локальное энерговыделение в ТВС, эффекты реактивности, веса поглотителей из B_4C с естественным и обогащенным бором, веса U-Gd стержней. Сравнение проводилось как со значениями по каждой ссылочной программе, так и со средним по ссылочным программам значением. К сожалению, почти у всех ссылочных программ имеются “выбросы” для того или иного функционала – большое отклонение от среднего значения. Например:

- APOLLO: k_{∞} в вариантах V2S8, V2S16, V4S8, V4S16;
- TVS-M: k_{∞} в вариантах V2S8, V2S16, V4S8, V4S16;
- MCU: эффект Доплера в вариантах V2 и V4 с $C_B = 600$ ppm;
- CONKEMO: k_{∞} в вариантах V2SA1, V2SA2, V4SA1;

- CASMO: k_{∞} в вариантах V1SA2, V2SA2, V4SA2;
- MCNP: $\text{Max}|\delta E|$ в варианте V1SA1.

Программа KENO не имеет таких выбросов. Если отбросить выброс в $|\delta E|$ в одной точке в варианте V1SA1 для программы MCNP, который, по-видимому, является просто опечаткой, то и MCNP не будет иметь таких выбросов. К сожалению, по программам KENO и MCNP посчитано очень мало вариантов. В результате, из ссылочных программ не удастся выбрать ни одной, которую можно было бы использовать в качестве эталонной по большинству вариантов расчета и рассчитанным функционалам.

Разброс значений рассчитанных функционалов по ссылочным программам достаточно велик. Поэтому по проведенным расчетам по комплексу SUHAM-U-2D и сравнениям с результатами по ссылочным программам нельзя напрямую судить о точности расчета по SUHAM-U-2D. Наиболее полную и корректную информацию о точности расчета по комплексу SUHAM-U-2D для всех рассчитанных функционалов можно получить только из сравнения со средними значениями функционалов по ссылочным программам. Итак, в результате сравнений можно сделать следующие выводы.

– Большинство значений рассчитанных функционалов находится в пределах разброса значений по ссылочным программам.

Т а б л и ц а 6. Сравнительные расчеты эффектов реактивности

		Вес бора в воде, %			Эффект Доплера, %						Полный температурный эффект				Вес поглотителей		Эффект обезвоживания	
					$C_B = 600$ ppm			$C_B = 0$ ppm			$C_B = 600$ ppm		$C_B = 0$ ppm		B_4C		C_B , ppm	
		$T_m = 575$ К	$T_m = 473$ К	$T_m = 300$ К	$T_m = 800$ К	$T_m = 1027$ К	$T_m = 1500$ К	$T_m = 800$ К	$T_m = 1027$ К	$T_m = 1500$ К	$T_m = 473$ К	$T_m = 575$ К	$T_m = 473$ К	$T_m = 575$ К	Натур.	Обогащ.	600	0
S_i/S_j	S12/S4	S13/S5	S14/S6	S4/S3	S4/S2	S4/S7	S12/S11	S12/S10	S12/S15	S6/S5	S6/S4	S14/S13	S14/S12	S2/S41	S2/S42	S2/S8	S10/S16	
1	Вар. SUHAM	-4,05	-4,86	-5,61	-0,47	-0,89	-1,66	-0,45	-0,85	-1,58	-0,48	-1,41	-1,23	-2,97	-22,08	-29,69	-22,06	-24,99
	δ от прогр.	%																
	APOLLO-2	1,95	2,06	2,47	-5,12	-5,53	-5,12	-3,90	-4,76	-4,33	-4,65	-3,43	1,10	-0,01	-	-	-3,49	-2,95
	TVS-M	-1,11	-1,20	-1,19	3,28	2,14	2,41	3,14	2,06	2,68	8,26	2,27	2,34	0,31	1,87	2,17	0,08	-0,08
	MCU	1,53	-	-	-	-4,83	-	-	-	-	-	2,13	-	-	1,53	1,82	-0,60	-
	CONKEMO	0,85	-1,35	0,23	-3,95	-3,67	-3,06	-3,73	-2,85	-1,89	29,52	14,22	18,17	5,47	-0,99	-0,54	-3,58	-2,81
	CASMO	-	-	-	-	-19,34	-	-	-	-	-	12,97	-	-	2,68	4,24	4,06	-
	KENO	-	-	-	-	-5,93	-	-	-	-	-	2,05	-	-	-0,10	-	-0,24	-
	MCNP	-	-	-	-	-2,83	-	-	-	-	-	1,67	-	-	0,16	-	-0,56	-
от среднего	0,79	-0,19	0,48	-2,07	-6,15	-2,03	-1,60	-1,94	-1,26	9,31	4,22	6,67	1,86	0,84	1,89	-0,66	-1,96	
2	Вар. SUHAM	-2,31	-2,94	-3,71	-0,60	-1,13	-2,11	-0,59	-1,12	-2,09	-1,44	-3,51	-2,21	-4,91	-16,76	-24,51	-25,98	-27,64
	δ от прогр.	%																
	APOLLO-2	2,48	3,11	3,92	-5,61	-7,03	-6,06	-7,29	-6,82	-6,43	-6,41	-4,86	-2,06	-1,85	-	-	-5,20	-4,86
	TVS-M	-3,29	-3,45	-2,97	4,86	3,36	4,66	4,90	5,20	5,67	16,09	11,92	9,57	7,39	-1,51	-0,21	2,39	1,83
	MCU	-2,47	-	-	-	11,00	-	-	-	-	-	-1,29	-	-	-1,91	-0,86	0,92	-
	CONKEMO	0,72	-1,78	0,25	-2,64	-3,33	-2,70	-3,58	-2,74	-2,95	2,33	0,09	4,40	-0,05	-4,10	-1,85	-0,55	-0,69
	CASMO	-	-	-	-	-1,34	-	-	-	-	-	2,21	-	-	1,90	2,89	-2,57	-
	KENO	-	-	-	-	-2,96	-	-	-	-	-	-0,19	-	-	-2,65	-1,61	-1,23	-
	MCNP	-	-	-	-	4,17	-	-	-	-	-	-2,82	-	-	-2,71	-1,57	-1,83	-
от среднего	-0,69	-0,78	0,32	-1,32	0,25	-1,57	-2,25	-1,70	-1,50	3,19	0,49	3,75	1,68	-1,86	-0,56	-1,21	-1,32	
3	Вар. SUHAM	-4,03	-4,89	-5,70	-0,51	-0,96	-1,78	-0,49	-0,93	-1,72	-1,13	-2,43	-1,94	-4,10	-21,40	-29,22	-21,75	-24,74
	δ от прогр.	%																
	APOLLO-2	2,37	2,37	2,73	-7,60	-7,89	-7,08	-5,30	-6,47	-6,48	-0,58	2,18	1,66	2,76	-	-	-2,14	-1,65
	TVS-M	-0,90	-1,15	-1,19	1,64	1,91	2,53	2,59	1,75	2,43	-3,95	-5,01	-2,92	-3,98	1,45	-	-0,30	-0,42
	MCU	1,34	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-5,38	-	-	1,16	-	-1,43	-
	CONKEMO	2,11	0,48	-0,15	-4,12	-3,24	-2,51	-1,51	-1,50	-1,11	-5,55	-1,94	-4,82	-3,07	-0,99	-	0,02	0,22
	KENO	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-0,02	-	-	-
	MCNP	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-0,16	-	-	-
от среднего	1,21	0,54	0,44	-3,51	-2,00	-2,51	-1,51	-2,19	-1,86	-3,41	-2,63	-2,10	-1,52	0,28	-	-0,97	-0,62	

Продолжение таблицы 6

	Вес бора в воде			Эффект Доплера						Полный температурный эффект				Вес поглотителей		Эффект обезвоживания		
				$C_B = 600$ ppm			$C_B = 0$ ppm			$C_B = 600$ ppm		$C_B = 0$ ppm		B_4C		C_B, ppm		
	$T_m = 575$ K	$T_m = 473$ K	$T_m = 300$ K	$T_m = 800$ K	$T_m = 1027$ K	$T_m = 1500$ K	$T_m = 800$ K	$T_m = 1027$ K	$T_m = 1500$ K	$T_m = 473$ K	$T_m = 575$ K	$T_m = 473$ K	$T_m = 575$ K	Натур.	Обогащ.	600	0	
S/S _i	S12/S4	S13/S5	S14/S6	S4/S3	S4/S2	S4/S7	S12/S11	S12/S10	S12/S15	S6/S5	S6/S4	S14/S13	S14/S12	S2/S41	S2/S42	S2/S8	S10/S16	
Вар.	SUHAM	-2,34	-2,98	-3,77	-0,60	-1,15	-2,14	-0,60	-1,17	-2,12	-1,42	-3,43	-2,22	-4,85	-16,83	-24,73	-25,67	-27,34
	δ от прогр.	%																
4	APOLLO-2	3,17	3,34	4,42	-7,69	-7,63	-6,76	-6,37	-3,76	-6,46	-3,93	-2,11	-0,22	0,28	-	-	-4,46	-4,23
	TVS-M	-2,82	-3,05	-2,85	1,70	2,27	2,66	3,31	6,74	4,09	11,95	9,81	6,49	5,75	-1,51	-	3,10	2,48
	MCU	-3,62	-	-	-	15,70	-	-	-	-	-	-4,03	-	-	-2,02	-	-0,22	-
	CONKEMO	0,95	0,55	0,52	-3,22	-2,93	-2,94	-0,13	2,99	-0,77	1,56	-1,83	1,61	-1,15	-2,76	-	-0,34	-0,97
	KENO	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-1,91	2,80	-	-
	MCNP	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-2,53	1,53	-	-
от среднего	-0,66	0,21	0,61	-3,22	1,14	-2,50	-1,23	1,80	-1,24	2,78	0,18	2,55	1,54	-2,15	2,16	-0,55	-0,99	

Таблица 7. Веса U-Gd стержней ($\Delta k/k, \%$) для ТВС с урановым и MOX топливом

ТВС	Состояние	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8	S10	S11	S12	S13	S14	S15	S16	S41	S42	
1, 3	SUHAM	-8,45	-8,46	-8,47	-8,15	-7,47	-8,44	-6,43	-8,90	-8,91	-8,92	-8,63	-7,91	-8,90	-6,58	-6,11	-	
	Среднее	-8,69	-8,72	-8,72	-8,39	-7,58	-8,70	-6,40	-9,11	-9,20	-9,19	-8,93	-8,07	-9,19	-6,47	-6,34	-	
	δ от прогр.	%																
	APOLLO-2	-3,61	-3,40	-3,41	-4,57	-5,38	-3,73	1,34	-3,63	-3,42	-3,39	-4,69	-5,48	-3,72	1,35	-	-	
	TVS-M	0,28	0,26	0,37	1,49	2,97	0,27	-1,00	0,05	0,16	0,19	1,36	3,01	0,19	-1,09	-1,49	-	
	MCU-REA	-1,82	-	-2,63	-	-0,59	-	-4,10	-	-	-2,44	-	-	-	-	-3,67	-	
	CONKEMO	-5,44	-5,56	-5,56	-5,35	-3,30	-5,35	6,36	-5,87	-5,97	-6,03	-6,45	-3,05	-5,76	4,74	-5,90	-	
	KENO	-3,28	-	-	-	-2,03	-	-	-0,95	-	-	-	-	-	-	-3,36	-	
	MCNP	-2,27	-	-	-	-0,73	-	-	-0,95	-	-	-	-	-	-	-3,67	-	
От среднего	-2,72	-2,96	-2,85	-2,90	-1,58	-2,99	2,14	-2,32	-3,14	-3,14	-3,37	-1,97	-3,16	1,61	-3,64	-		
2, 4	SUHAM	-4,41	-4,42	-4,45	-4,64	-4,75	-4,37	-3,10	-4,55	-4,52	-4,54	-4,77	-4,91	-4,47	-3,13	-3,74	-3,61	
	Среднее	-4,50	-4,56	-4,56	-4,77	-4,80	-4,52	-3,14	-4,59	-4,66	-4,66	-4,94	-5,05	-4,60	-3,11	-3,73	-3,44	
	δ от прогр.	%																
	APOLLO-2	-2,20	-2,40	-2,17	-3,88	-4,77	-2,52	5,45	-1,57	-2,49	-2,50	-4,04	-5,09	-2,40	5,51	-	-	
	TVS-M	-0,21	-0,20	0,25	0,93	2,42	-0,97	4,38	0,17	-0,34	-0,14	0,41	2,02	-1,10	4,80	0,07	-	
	MCU-REA	-0,21	-	-1,08	-	1,54	-	-8,28	-	-	-0,36	-	-	-	-	-0,47	-	
	CONKEMO	-6,16	-6,33	-6,09	-5,06	-4,57	-6,48	-5,48	-4,86	-5,94	-6,51	-6,67	-5,09	-5,09	-7,02	0,07	-	
	KENO	-1,33	-	-	-	0,26	-	-	0,83	-	-	-	-	-	-	2,25	9,46	
	MCNP	-1,11	-	-	-	-0,37	-	-	0,61	-	-	-	-	-	-	0,07	1,18	
От среднего	-1,91	-3,04	-2,33	-2,74	-1,00	-3,38	-1,35	-1,01	-2,98	-2,44	-3,52	-2,83	-2,89	0,76	0,39	5,16		

Т а б л и ц а 8. Обобщенные результаты сравнений

Величина/Эффект	Макс. отличие от всех ссылочных значений, %	Мин. (с учетом знака) отличие от всех ссылочных значений, %	Макс. отличие от значений, усредненных по ссылочным значениям, %	Мин. отличие от значений, усредненных по ссылочным значениям, %
δk_{∞} TBC	1,3	-1,0	0,5	-0,4
Max $ \delta E_i $	6,8	0,3	-	-
RMS $ \delta E_i $	2,1	0,1	-	-
Вес бора в воде	4,4	-3,6	1,2	-0,8
Эффект Доплера	15,7	-19,3	1,8	-6,2
Полный температурный эффект	29,5	-6,4	9,3	-3,4
Вес поглотителя из В ₄ С	4,2	-4,1	2,2	-2,2
Вес стержней из U-Gd	9,5	-8,3	5,2	-3,6

Т а б л и ц а 9. Значения k_{∞} для всех вариантов TBC, рассчитанные по SUHAM-U и SUHAM-W

Вар. TBC	Состояние	S2	S4	S6	δk_{∞} , % от SUHAM-U		
		k_{∞}			S2	S4	S6
1	SUHAM-W, 2 группы	1,2858	1,3021	-	-0,28	-0,18	-
	SUHAM-W, 4 группы	1,2852	1,3016	-	-0,33	-0,21	-
	SUHAM-U, 12 групп	1,2894	1,3044	-	-	-	-
2	SUHAM-W, 2 группы	1,2458	1,2649	-	-0,10	0,01	-
	SUHAM-W, 4 группы	1,2422	1,2616	-	-0,38	-0,25	-
	SUHAM-U	1,2470	1,2648	-	-	-	-
3	SUHAM-W, 2 группы	1,1732	-	1,2294	-0,61	-	-0,02
	SUHAM-W, 4 группы	1,1731	-	1,2297	-0,62	-	0,01
	SUHAM-U	1,1804	-	1,2296	-	-	-
4	SUHAM-W, 2 группы	1,1914	-	1,2607	-0,05	-	0,00
	SUHAM-W, 4 группы	1,1878	-	1,2594	-0,35	-	-0,10
	SUHAM-U	1,1920	-	1,2607	-	-	-

– Разброс отличий значений k_{∞} колеблется от 0,08 % для кассеты № 3 состояния S13 до 2,05 % для кассеты № 2 состояния S16.

– Наибольший разброс отличий значений k_{∞} наблюдается для состояний с маленькой плотностью воды: S8 и S16.

– Наибольшие отличия значений k_{∞} наблюдаются: для TBC № 1 – от значения, рассчитанного по программе CASMO для состояния S2 (-0,84 %); для TBC № 2 – от значений, рассчитанных по программе APOLLO для состояний S8 (1,28 %) и S16 (1,33 %), и от значения, рассчитанного по программе CONKEMO для состояния S41 (1,02 %); для TBC № 4 – от значений, рассчитанных по программе APOLLO для состояний S8 (1,11 %) и S16 (1,15 %), и от значения, рассчитанного по программе CONKEMO для состояния S41 (1,01 %)

– Отличие расчета k_{∞} от среднего значения по ссылочным программам колеблется от 0,01 % для TBC № 1 состояния S10 и TBC № 2 состояния S10 до 0,53 % для TBC № 4 состояния S41. При этом максимальное по всем вариантам TBC значение среднеквадратического отклонения k_{∞} от среднего значения не превышает 0,22 %.

– Отличие в локальных энерговыделениях колеблется от величины, близкой к 0 %, до почти 7 %, при этом наибольшие отличия наблюдаются для состояний с поглотителями.

– Отличия в RMS не превышают 2 %, а для состояний без поглотителей в основном не превышают 1 %.

– Отличие весов бора в воде, рассчитанных по SUHAM-U, от ссылочных программ колеблется от -3,6 до 4,4 %. При этом наибольшие отличия наблюдаются для TBC с MOX топливом (варианты №№ 2 и 4). Заметна тенденция увеличения отличий с уменьшением температуры замедлителя. Разброс отличий между значениями по ссылочным программам колеблется от 3 до 7,3 %.

– Отличие весов бора в воде, рассчитанных по SUHAM-U, от среднего значения по ссылочным программам колеблется от -0,8 до 1,2 %.

– Отличие эффекта Доплера, рассчитанного по SUHAM-U, от значений по ссылочным программам колеблется в достаточно широких пределах (от -19 до 16 %).

– Аномально большие отклонения в эффекте Доплера наблюдаются от программы CASMO для TBC № 1 при изменении температуры за-

медлителя от 575 до 1 027 К и от программы MCU для ТВС №№ 2 и 4 при том же изменении температуры замедлителя.

– Отличие эффекта Доплера, рассчитанного по SUHAM-U, от среднего значения по ссылочным программам колеблется от –6,2 до 1,8 %.

– Отличие полного температурного эффекта, рассчитанного по SUHAM-U, от значений по ссылочным программам колеблется от –6,4 до 29,5 %, при этом для вариантов с $C_B = 600$ ppm отличия заметно больше.

– Аномально большие отклонения в полном температурном эффекте наблюдаются от программы CONKEMO для ТВС № 1 при изменении температуры замедлителя от 575 до 473 К как для $C_B = 600$ ppm (29,5 %), так и для $C_B = 0$ ppm (18,2 %).

– Отличие полного температурного эффекта, рассчитанного по SUHAM-U, от среднего значения по ссылочным программам колеблется от –3,4 до 9,3 %.

– Отличие весов поглотителей из V_4C , рассчитанных по SUHAM-U, от значений по ссылочным программам колеблется в пределах от –4,1 до 4,2 %.

– Наибольшие отклонения в весах поглотителей из V_4C наблюдаются от программы CASMO для ТВС № 1 для поглотителя с обогащенным бором (4,2 %) и от программы CONKEMO для ТВС № 2 для поглотителя с естественным бором (–4,1 %).

– Отличие весов поглотителей из V_4C , рассчитанных по SUHAM-U, от среднего значения по ссылочным программам колеблется от –2,2 до 2,2 %.

– Отличие эффекта обезвоживания, рассчитанного по SUHAM-U, от значений по ссылочным программам колеблется в пределах от –5,2 до 4,1 %.

– Отличие эффекта обезвоживания, рассчитанного по SUHAM-U, от среднего значения по ссылочным программам колеблется от –2,0 до –0,6 %.

– Отличие весов U-Gd стержней, рассчитанных по SUHAM-U, от значений по ссылочным программам колеблется в пределах от – 8,3 до 9,5 %.

– Наибольшие отклонения весов U-Gd стержней наблюдаются от программы KENO для ТВС № 1 для состояния SA2 (9,5 %) и от программы MCU для состояния S8 (8,3 %).

– Отличие весов U-Gd стержней, рассчитанных по SUHAM-U, от среднего значения по ссылочным программам колеблется от –3,6 до 5,2 %.

Сравнение с расчетами по комплексу SUHAM-W показало, что рассчитанные по SUHAM-W значения k_{∞} в основном меньше, чем те же значения, рассчитанные по SUHAM-U, – от 0 до 0,6 %, что вполне объясняется разными библиотеками констант. При этом наибольшие отличия наблюдаются для ТВС № 3 с урановым топливом и U-Gd твэгами. Для остальных ТВС эти отличия заметно меньше.

Заключение

Проведена верификация комплекса SUHAM-U-2D на бенчмарк-расчетах ТВС ВВЭР-1000 со свежим урановым и MOX топливом. Сравнивались результаты расчетов по 7 программам как российским, так и зарубежным, которые использовались в качестве ссылочных результатов. Кроме этого, выполнено сравнение с результатами расчетов по комплексу SUHAM-W-2D, основанных на константной базе программы WIMS.

Сравнение со ссылочными программами проводилось по следующим функционалам: k_{∞} ТВС, локальное энерговыделение в ТВС, эффекты реактивности, веса поглотителей из V_4C с естественным и обогащенным бором, веса U-Gd стержней. Сравнение выполнялось как со значениями по каждой ссылочной программе, так и со средним по ссылочным программам значением. Основной вывод результатов сравнения – большинство значений рассчитанных функционалов находится в пределах разброса значений по ссылочным программам.

По результатам сравнения со средними значениями рассчитанных функционалов по ссылочным программам можно сделать следующую предварительную оценку точности расчета по комплексу SUHAM-U-2D рассчитанных функционалов:

- k_{∞} ячеек – 0,2 % (см. [2, 4]);
- k_{∞} ТВС – 0,5 %;
- среднее квадратическое отклонение реакции деления в твэлах – 1,2 % для вариантов без борных поглощающих стержней и 2,1 % для вариантов с борными поглощающими стержнями;
- вес растворенного бора – 1,2 %;
- Доплер эффект – 6,2 %;
- полный температурный эффект – 9,3 %;
- вес контрольных стержней из V_4C – 2,2 %;
- вес U-Gd стержней – 5,2 %.

Список литературы

1. *Boyarinov V.F.* SUHAM-2.5 Code for Solving 2D Finite-Difference Equations of the Surface Harmonics Method in Square and Triangular Lattices / Proc. of Annual Meeting on Nuclear Technology'99, Karlsruhe, Germany, May 18-20, 1999, pp. 23–26.
2. *Бояринов В.Ф.* Комплекс программ SUHAM-2D для решения двумерных нейтронно-физических задач в активной зоне ядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 2, с. 48–58.
3. *Белоусов Н.И., Давиденко В.Д., Цибульский В.Ф.* Программа UNK для детального расчета спектра нейтронов в ячейке ядерного реактора. Препринт ИАЭ-6083.4, 1998.
4. *Бояринов В.Ф., Давиденко В.Д., Цибульский В.Ф., Полисмаков А.А.* Комплекс программ SUHAM-U, вариант SUHAM-U-VVER-01. Препринт ИАЭ-6341/5, 2004.
5. *Лалетин Н.И.* Об уравнениях гетерогенного реактора // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1981, вып. 5(18), с. 31–46.
6. *Лалетин Н.И., Ельшин А.В.* Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. 1. Квадратная решетка блоков. Препринт ИАЭ-3280/5, 1980.
7. *Лалетин Н.И., Ельшин А.В.* Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. 2. Квадратная, треугольная и “двойная” решетки блоков. Препринт ИАЭ-3458/5, 1981.
8. *Лалетин Н.И., Ельшин А.В.* Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. 3. Трехмерный гетерогенный реактор. Препринт ИАЭ-4090/5, 1985.
9. *Лалетин Н.И., Ельшин А.В.* Система уточненных конечно-разностных уравнений для трехмерного гетерогенного реактора // Атомная энергия, 1986, т. 60, вып. 2, февраль, с. 96–99.
10. *Lazarenko A., Kalashnikov A., Zwerman W., Stach W., Delpech M., Girieud P. et al.* Benchmark Calculations for VVER-1000 Fuel Assemblies Using Uranium or MOX Fuel / Proc. of PHYSOR-2000, May 7-12, Pittsburg, Pennsylvania, USA, 2000.
11. *Kevrolev V.V.* Description and Results of Two-Dimensional Tests of VVER-1000 Reactor Core with MOX Fuel Calculated by RECOL Code. Preprint IAE-6330/5, 2004.
12. *Smith M.A., Lewis E.E., Na Byung-Chan.* Benchmark on deterministic 2-D MOX fuel assembly transport calculations without spatial homogenization // Progress in Nuclear Energy, 2004, v. 45, No. 2-4, pp. 107–118.
13. *Sanchez R. et al.* APOLLO2: A User Oriented, Portable, Modular Code for Multigroup Transport Assembly Calculations, ANS Int. Topical Meeting on Advances in Reactor Physics, Mathematics and Computations, Vol. III, 1563, Paris, France, 1987.
14. *Sidorenko V.D. et al.* Spectral Code TVS-M for Calculation of Characteristics of Cells, Supercells and Fuel Assemblies of VVER-Type Reactors, 5-th Symposium of the AER, Dobogoko, Hungary, October 15-20, 1995.
15. *Gomin E.A., Maiorov L.V.* The MCU Monte Carlo Code for 3D Depletion Calculation / Proc. of Int. Conf. on Mathematics and Computation, Reactor Physics, and Environmental Analysis in Nuclear Applications, Madrid, Spain, Vol. 2, pp. 997–1006, Sept. 27-30, 1999.
16. *Chizikova Z.N., Kalashnikov A.G. et al.* Verification Calculation Results to Validate the Procedures and Codes for Pin-by-Pin Power Computations in VVER Type Reactors with MOX Fuel Loading, ORNL/SUB/98-85B99398V-3, 1998.
17. *Edenius M., Ekberg K., Forsen B.H., Knott D.* CASMO-4: A Fuel Assembly Burnup Program – Users Manual, Studvik/SOA-95/1, 1995.
18. *Hollenbach D.F., Petrie L.M., Landers N.F.* KENO-VI: A General Quadratic Version of the KENO Program, NUREG/CR-0200 Rev. 5, 1995.
19. *Briesmeister J.F.* (Editor). MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B, LA-12625-M, 1997.
20. *Boyarinov V.F.* Use of the Surface Harmonics Method for Evaluation of Homogenization Effect for VVER-Type Lattices with Uranium and MOX Fuel / Proc. of Annual Meeting on Nuclear Technology'2000, Bonn, Germany, May 23-25, 2000, pp. 47–50.
21. *Лалетин Н.И., Султанов Н.В., Бояринов В.Ф.* Комплекс программ WIMS-SU // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 26–33.

Контактная информация об авторе статьи –
Бояринов Виктор Федорович, нач. лаб., тел.:
(499)196-94-09, e-mail: Boyarinov@dhtp.kiae.ru

Оцененные бенчмарк эксперименты на критических сборках, моделирующих особенности ВТГР на стенде АСТРА

В.П. Гарин, А.Е. Глушков, Е.С. Глушков, Е.А. Гомин, М.И. Гуревич, А.А. Зимин, Г.В. Компаниец, Н.Е. Кухаркин, В.А. Лобынцев, В.И. Носов, Д.Н. Поляков, Н.Н. Пономарев-Степной, О.Н. Смирнов, О.В. Тельковская, Е.И. Чуняев,
РНИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 28.01.2009 г.

Дается подробное описание конструкции стенда АСТРА и критических сборок, которые моделируют особенности физики высокотемпературных реакторов модульного типа (ВТГР-М) с графитовыми замедлителем и отражателями при использовании микротоплива (МТ) с многослойными керамическими покрытиями. Приводятся геометрические размеры основных элементов и областей критическихборок, данные по составу применяемых материалов и результаты экспериментов для различных конфигураций критическихборок. На основе изложенного материала разработана подробная расчетная бенчмарк модель, учитывающая особенности структуры и состава рассмотренных конфигураций критическихборок. Полученные данные предназначены для работ по верификации нейтронно-физических программ, используемых в расчетах высокотемпературных реакторов с гелиевым теплоносителем (ВТГР).

Ключевые слова: критические сборки, высокотемпературный реактор ГТ-МГР, микротопливо, кольцевая активная зона, графитовый замедлитель, графитовый отражатель, ВТГР.

Evaluated Benchmark Experiments in Critical Assemblies Modeling HTGR Peculiarities at the ASTRA Facility. V.P. Garin, A.E. Glushkov, E.S. Glushkov, E.A. Gomin, M.I. Gurevich, A.A. Zimin, G.V. Kompaniets, N.E. Kukharkin, V.A. Lobyntsev, V.I. Nosov, D.N. Polyakov, N.N. Ponomarev-Stepnoi, O.N. Smirnov, O.V. Tel'kovskaya, E.I. Chunyaev. RRC KI, Kurchatov Sq., 1, Moscow, 123182. The design of the ASTRA facility and critical assemblies simulating physics peculiarities of modular type high-temperature reactors (HTGR-M) using graphite moderator and reflectors and fuel particles with multilayer ceramic coatings is described in detail. Dimensions of main critical assembly components and regions, data on composition of materials used and results of experiments in various assembly configurations are presented. A detailed computational benchmark model taking into account peculiarities of the structure and composition of the studied critical assembly configurations was developed from the presented data. The data obtained are intended for activities on verification of neutronics codes used for HTGR calculations.

Key words: Critical Assemblies, GT-MHR High-Temperature Reactor, Coated Fuel Particles, Annular Core, Graphite Moderator, Graphite Reflector, HTGR.

Введение

В будущем следует ожидать расширение применения ядерной энергии для производства не только электроэнергии, но и высокотемпературного тепла для различных технологических целей. ВТГР являются одним из удачных решений, которое удовлетворяет этим требованиям [1...4]. Технология для данной концепции основывается на многолетнем опыте проектирования, разработки и эксплуатации высокотемпературных реакторов в нашей стране и за рубежом [2...5].

В настоящее время в мире ведутся разработки ВТГР-М с газовой турбиной, таких как ГТ-МГР с призматическими ТВС (США, Россия, Франция, Япония) [4] и РВМР с шаровыми топливными элементами (ТЭ) (ЮАР) [5]. Эти реакторы имеют особенности, влияющие на их нейтронно-физические характеристики [6]: использование топлива в виде частиц с многослойным покрытием, размещенных в графитовой матрице твэлов; высокие температуры ма-

териалов активной зоны и отражателей; большое отношение высоты активной зоны к ее диаметру ($H/D = 1,5...3$); кольцевая активная зона и др.

Важное значение для верификации программ расчета нейтронно-физических характеристик реакторов имеют эксперименты на критических сборках. В РНИЦ "Курчатовский институт" имеется критический стенд АСТРА [6...11], на котором проводятся эксперименты по физике ВТГР. Сравнение приведенных в табл. 1 физических параметров ГТ-МГР и критическихборок показывает представительность экспериментов на стенде АСТРА.

1. Общее описание стенда АСТРА

Общий вид критического стенда АСТРА представлен на рис. 1 (*первая страница цветной вкладки*). Несущей конструкцией критической сборки стенда АСТРА служит цилиндрический корпус с днищем, изготовленный из нержавеющей стали. Внутри стального корпуса

Таблица 1. Сравнение основных характеристик ГТ-МГР и критических сборок, моделирующих ГТ-МГР на стенде АСТРА

Основные компоненты и их параметры	Характеристики				Оценка
	ГТ-МГР		Критическая сборка стенда АСТРА		Варианты топлива U(Pu)*
Активная зона	Кольцевая		Кольцевая		+ (+)
Отношение высоты к толщине активной зоны $H_{аз}/T_{аз}$	8,5		8,7		+ (+)
Отношение высоты к диаметру активной зоны $H_{аз}/D_{нар\ аз}$	1,7		1,8		+ (+)
Отношение толщины к диаметру активной зоны $T_{аз}/D_{аз}$	0,20		0,22		+ (+)
Отношение диаметра регулирующего стержня к диаметру активной зоны $d_R/D_{аз}$	0,03		0,04		+ (+)
Замедлитель активной зоны	Графит		Графит		+ (+)
Замедлитель отражателей (БО, ВО, НТО, ВТО)	Графит		Графит		+ (+)
Материал поглотителя регулирующих стержней	Карбид естественного бора		Карбид естественного бора		+ (+)
Расположение регулирующих стержней	БО, активная зона и ВО		БО, активная зона и ВО		+ (+)
Топливо	Оксид урана, обогащение 14 %	Оксид плутония без разбавителя	Оксид урана, обогащение 20 %	Оксид плутония без разбавителя	+ (+)
МТ	Керн диаметром 500 мкм	Керн диаметром 200 мкм	Керн диаметром 500 мкм	Керн диаметром 200 мкм	+ (+)
N_c/N_f ** в активной зоне	7 900	7 200	7 800	3 600...7 800	+ (+)
Структура активной зоны	Призматические ТЭ		Шаровые ТЭ	Призматические ТЭ	(+)***
Тип ТЭ	Компакты с МТ		Шаровые твэлы с МТ	Компакты с МТ	(+)***
Покрытие МТ	TRISO		TRISO		+ (+)
Матрица ТЭ	Графит		Графит		+ (+)

* Эксперименты с плутониевым топливом на стенде АСТРА будут проводиться по мере изготовления компактов и ТВС ГТ-МГР.
 ** N_c/N_f – отношение количества ядер графита к среднему по кампании количеству делящихся ядер в активной зоне.
 *** Нейтронно-физические характеристики реактора и сборки определяются в основном отношением N_c/N_f в активной зоне, при этом форма ТЭ (шаровые или призматические) несущественна.

сборки на его днище установлены графитовые боковой (внешний) (БО) и нижний торцевой (НТО) отражатели так, что в средней части внутри корпуса образуется полость, предназначенная для монтажа в ней цилиндрической или кольцевой активной зоны.

Для конфигураций, оцениваемых в данном случае, применяется кольцевая активная зона, поэтому в центральной части полости располагается внутренний отражатель (ВО). Пространство между БО, НТО и ВО заполняется до разного уровня по высоте шаровыми ТЭ, образуя кольцевую активную зону. Пространство, не занятое элементами сборки (полости, каналы и т.д.), заполнено воздухом.

На рис. 2 (первая страница цветной вкладки) приведена фотография критической сборки с кольцевой активной зоной, а на рис. 3 – поперечное сечение этой сборки. На рис. 4 показана схема размещения экспериментальных каналов по сечению активной зоны и ВО.

Для достижения критического состояния сборки используются КО – регулирующий стержень КО5 и стержень ручного регулирования (РР). На стенде АСТРА для определения критического состояния и изменения реактивности применяется измерительный прибор ПИР. В качестве входной информации это устройство использует ток от двух ионизационных камер, расположенных в БО.

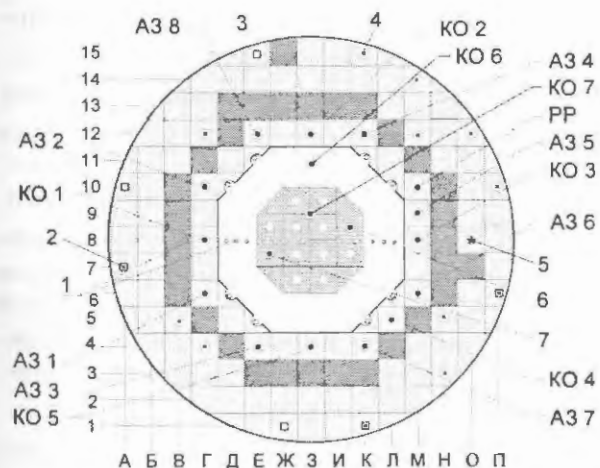


Рис. 3. Схема поперечного сечения критической сборки с кольцевой активной зоной: 1 – экспериментальные каналы; 2 – каналы с размещением нейтронных датчиков; 3 – нейтронные счетчики; 4 – ионизационные камеры; 5 – нейтронный источник; 6 – НПС2; 7 – НПС1; КО1...КО7 – компенсирующие органы регулирования; АЗ1...АЗ8 – органы АЗ; РР – орган РР; затемненные области в БО – графитовые блоки с пробками

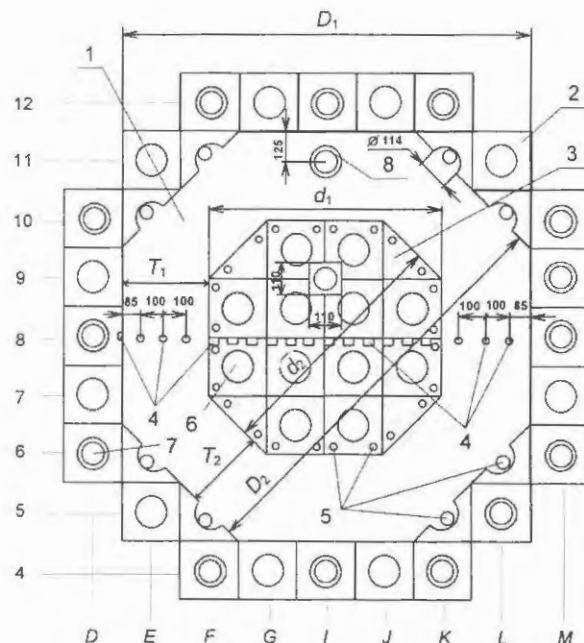


Рис. 4. Схема поперечного сечения активной зоны и ВО с размещением экспериментальных каналов по сечению сборки стенда АСТРА: 1 – активная зона; 2 – графитовый БО; 3 – графитовый ВО; 4 – экспериментальные каналы для размещения детекторов; 5 – экспериментальные каналы для размещения профилирующих ПЭ или детекторов; 6 – каналы без пробок в блоках ВО; 7 – каналы для размещения ПС; 8 – канал для размещения стержня КО6; размеры приведены в мм

2. Описание основных элементов критических сборок

2.1. *Активная зона.* Кольцевая активная зона критических сборок представляла собой стохастическую засыпку из шаровых ТЭ, заполняющих полость между БО, НТО и ВО. В процессе загрузки твэлами активной зоны производилось измерение высоты шаровой засыпки. Высота определялась как расстояние от верхней границы графитовых блоков НТО до верхней границы шаровой засыпки. В табл. 2 приводятся результаты измерений высоты и статистической обработки для рассматриваемых пяти конфигураций критической сборки.

Активная зона представляет собой кольцевой восьмигранник, ограниченный внутренним восьмигранником (граница с ВО) и внешним восьмигранником с 8-ю вырезами в виде полуокружностей (граница с БО), как показано на рис. 4.

В процессе загрузки каждой конфигурации сборки проводились измерения расстояний T_1 и T_2 между противоположными гранями ВО и БО (рис. 4). В табл. 3 приведены результаты статистического анализа измерений T_1 и T_2 .

Таблица 2. Высота H_C шаровой засыпки, отсчитываемая от верхней поверхности выступов НТО

Параметр	Конфигурация					Максимальные значения
	1	2	3	4	5 (с ВТО)*	
H_C , см	179,36	214,14	291,59	320,05	421,58	—
$\sigma^2(H_C)$, см ²	0,286	0,282	0,228	0,164	0,0367	0,286
$\sigma(H_C)$, см	0,53	0,53	0,48	0,41	0,19	0,53

* ВТО – из шаровых графитовых элементов (ГЭ). Высота шаровой засыпки активной зоны составляла 320,05 см.

Таблица 3. Результаты статистической обработки измерений T_1 и T_2

Параметр	Конфигурация					Усредненные значения*
	1	2	3	4	5	
T_1 , см	37,99	38,01	38,01	38,03	38,01	38,01
$\sigma^2(T_1)$, см ²	0,0106	0,0105	0,0155	0,0221	0,0591	—
$\sigma(T_1)$, см	0,10	0,10	0,12	0,15	0,24	—
T_2 , см	36,11	36,15	36,36	36,26	36,25	36,23
$\sigma^2(T_2)$, см ²	0,0009	0,0018	0,0157	0,0296	0,0671	—
$\sigma(T_2)$, см	0,03	0,04	0,13	0,17	0,26	—
Число ГЭ/ГЭ**	16 897	20 287	27 671	30 432	30 432/9 512	—

* T_1, T_2 – независимые случайные величины для различных конфигураций.

** ГЭ загрузились в качестве ВТО в конфигурации 5.

Из табл. 3 следует, что усредненные значения равны: $T_1 = 38,01$ см и $T_2 = 36,23$ см. Используя максимальные оценки для стандартных отклонений $\sigma(T_1)$ и $\sigma(T_2)$ из табл. 3, имеем $\sigma(T_1) = 0,24$ см и $\sigma(T_2) = 0,26$ см.

Наружная граница поперечного сечения активной зоны имеет форму восьмиугольника с диаметральными размерами D_1 и D_2 с добавлением на каждой из четырех сторон восьмиугольника двух полуокружностей диаметром 11,4 см, размеры внутренней границы активной зоны d_1 и d_2 (рис. 4). На основе статистического анализа получены средние значения и экспериментальные стандартные отклонения для d_1 и d_2 (табл. 4).

Для усредненных по слоям значений d_1 и d_2 получены $d_1 = 99,54$ см, $d_2 = 105,73$ см и следующие максимальные стандартные отклонения: $\sigma(d_1) = 0,04$ см и $\sigma(d_2) = 0,06$ см. Погреш-

ность цифровой измерительной рулетки DMB5 plus равна $\pm 0,1$ см. Это означает, что стандартная неопределенность σ_{DMB5} составляет $0,1/\sqrt{3} = 0,06$ см.

Суммарные стандартные неопределенности $\sigma(d)$ размеров d_1 и d_2 , полученные как корень квадратный из суммы дисперсий σ_{DMB5}^2 и $\sigma^2(d_1)$ или $\sigma^2(d_2)$, практически одинаковы и составляют 0,08 см. Величины D_i ($i = 1, 2$) и стандартные отклонения $\sigma(D_i)$ находились с учетом соотношения $D_i = \bar{D}_i = \bar{d}_i + 2\bar{T}_i$. Получены следующие оценки: $D_1 = 175,56$ см, $D_2 = 178,19$ см, $\sigma(D_1) = 0,49$ см, $\sigma(D_2) = 0,53$ см.

2.2. Экспериментальные каналы и нейтронные детекторы. Расположение каналов для нейтронных детекторов показано на рис. 3 и 4. В активной зоне имеются шесть экспериментальных каналов для активационных детек-

Таблица 4. Результаты статистической обработки измерений d_1 и d_2

Параметр оценки	Номер слоя графитовых блоков ВО			Усредненные результаты
	Слой 1	Слой 2	Слой 3	
d_1 , см	99,570	99,510	99,540	99,540
$\sigma^2(d_1)$, см ²	$5,42 \cdot 10^{-4}$	$16,81 \cdot 10^{-4}$	$13,00 \cdot 10^{-4}$	—
$\sigma(d_1)$, см	0,023	0,041	0,036	—
d_2 , см	105,680	105,770	105,730	105,730
$\sigma^2(d_2)$, см ²	$2,92 \cdot 10^{-3}$	$3,75 \cdot 10^{-3}$	$0,65 \cdot 10^{-3}$	—
$\sigma(d_2)$, см	0,054	0,061	0,026	—

торов, которые представляют собой трубки из алюминиевого сплава АД наружным диаметром 1,2 см и толщиной стенки 0,1 см. В активной зоне вблизи границы с БО расположены 8 каналов для размещения активационных детекторов в виде трубок из алюминиевого сплава АДЗ1 с наружным диаметром 1,8 см и толщиной стенки 0,1 см.

Для размещения поглощающего стержня (ПС) КОБ в активной зоне предусмотрен вертикальный канал в виде трубы из алюминиевого сплава АВ наружным диаметром 10,5 см и толщиной стенки 0,25 см. Крепление этой трубы в нижней части активной зоны осуществляется с помощью легкой опорной конструкции из алюминиевого сплава АМг2, установленной на верхней поверхности НТО. Размещение других детекторов (ионизационные камеры КНК-56 и нейтронные счетчики СНМ-11) в БО показано на рис. 3.

2.3. Графитовые БО, НТО и ВО. БО состоит из графитовых колонн, набираемых из отдельных графитовых блоков. Высота отдельного блока может быть $60,00 \pm 0,05$ см или $40,00 \pm 0,05$ см. Остальные размеры показаны на рис. 5. БО состоит из двух зон по высоте: нижней БО1 высотой 40 см, которая не имеет каналов в графитовых блоках (в каналы вставлены графитовые пробки), и верхней зоны БО2 высотой 420 см. В этой зоне в части колонн нет графитовых пробок, а в части колонн они установлены. Колонны блоков БО, каналы которых заполнены графитовыми пробками, на рис. 3 выделены темным цветом. Часть каналов БО без пробок используется для размещения ПС регулирования и аварийной защиты (АЗ), нейтронных счетчиков, ионизационных камер и источника нейтронов. В части графитовых блоков предусмотрены вертикальные экспериментальные каналы-пазы сечением $3,0 \times 1,5$ см (рис. 3).

Перед загрузкой шаровых ТЭ в сборку проведены контрольные измерения высоты H_2 БО до нижнего слоя графитовых блоков. В результате статистической обработки [12...14] получены значения высоты \bar{H}_2 и стандартного отклонения $\sigma_A(\bar{H}_2)$: $\bar{H}_2 = 420$ см и $\sigma_A(\bar{H}_2) = 0,06$ см. Таким образом, полная высота $H_{БО} = \bar{H}_2 + h = 420$ см + 40 см = 460 см.

Графитовые блоки периферийных колонн БО прошли механическую обработку для формирования внешней поверхности БО в виде кругового цилиндра с диаметром $380,00 \pm 0,05$ см (рис. 3). Графитовые блоки, расположенные на внутренней границе БО, разрезаны по диа-

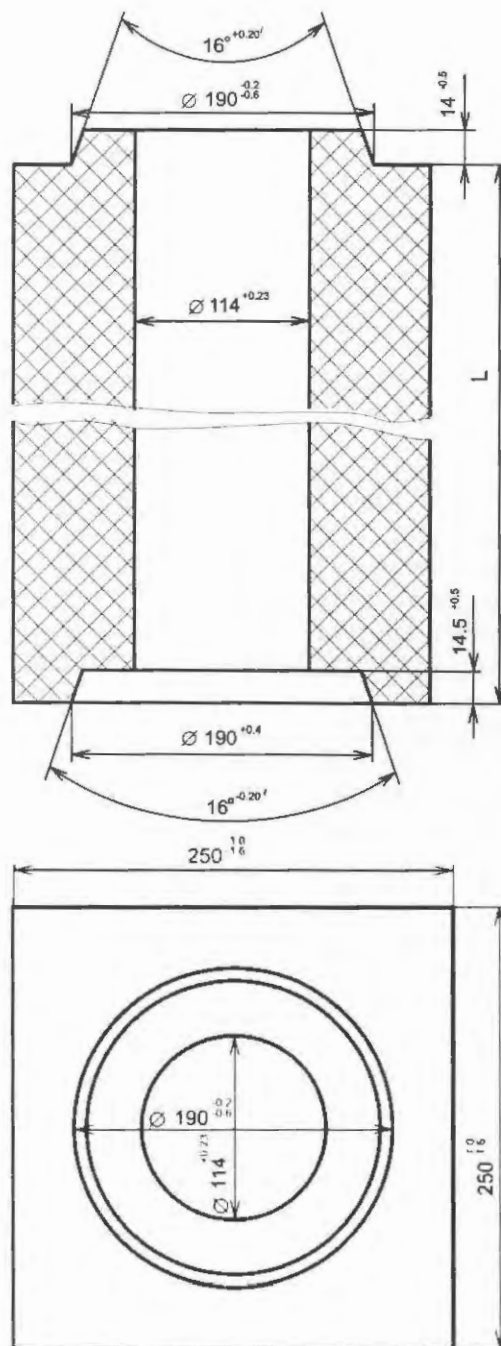


Рис. 5. Конструктивная схема графитовых блоков, используемых для БО, ВО и НТО; размеры даны в мм

гонали и не содержали пробок. НТО состоит из одного слоя графитовых блоков, таких же как блоки нижнего слоя БО1.

ВО сборок выполнен из тех же графитовых блоков, что и БО. Он представляет собой восьмигранную призму, ось которой совпадает с осью сборки (рис. 2...4). Четыре периферийные колонны ВО состоят из графитовых блоков, которые механически обработаны с тем, чтобы поперечное сечение ВО имело форму восьмиугольника. Для этого блоки и вставленные в них пробки разрезались по диагонали.

Все блоки ВО, НТО и БО изготовлены из реакторного графита РБМК высокой чистоты [11, 15, 16]. По результатам статистической обработки паспортных данных плотность графита вместе с примесями составила $1,698 \pm 0,002(1\sigma)$ г/см³. Средняя плотность графита для каждого отражателя с учетом примесей и технологических зазоров между блоками отражателей составляет: $\gamma_{\text{ефВО}} = 1,666 \pm 0,002(1\sigma)$ г/см³; $\gamma_{\text{ефВО}} = 1,668 \pm 0,002(1\sigma)$ г/см³; $\gamma_{\text{ефНТО}} = 1,679 \pm 0,002(1\sigma)$ г/см³. Примеси в графите учитываются с помощью борного эквивалента и составляют 1,0 ppm бора естественного по массе.

Первый (нижний) ряд графитовых блоков ВО поставлен на опорную конструкцию, которая располагается на верхней поверхности выступов графитовых блоков НТО. Конструктивная схема опорной конструкции ВО, выполненной из алюминиевого сплава АМг2, показана на рис. 6.

Высота ВО, отсчитываемая от верхней поверхности листа опорной конструкции, равна $420,00 \pm 0,08(1\sigma)$ см. Для размещения активационных детекторов в части графитовых блоков ВО предусмотрены вертикальные экспериментальные каналы сечением 3,0×1,5 см. В каждом из периферийных графитовых блоков ВО просверлены по два вертикальных отверстия диаметром 1,6 см для размещения детекторов или профилирующих поглощающих элементов (рис. 4).

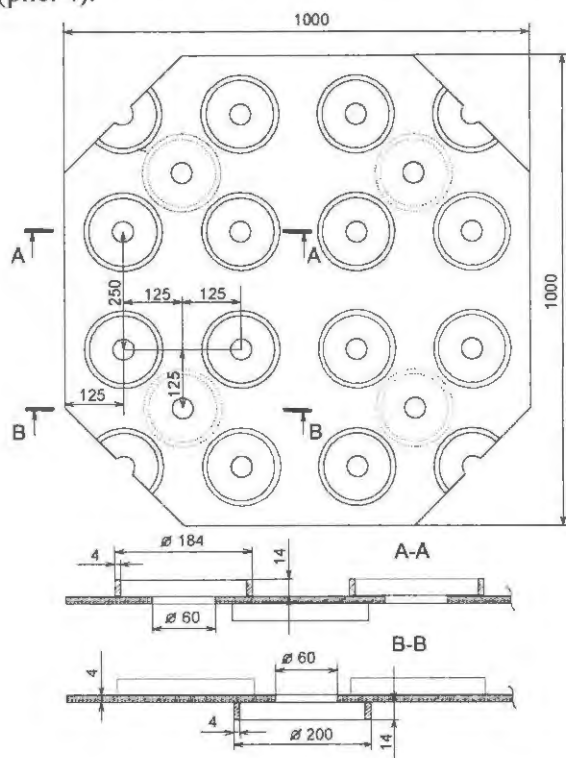


Рис. 6. Конструктивная схема опорной конструкции ВО; размеры даны в мм

Кроме этих каналов в ВО имеется один вертикальный канал с поперечным сечением в форме квадрата с размерами $(11,0 \pm 0,1 \text{ см}) \times (11,0 \pm 0,1 \text{ см})$, предназначенный для размещения ПС КО7 (рис. 3 и 4).

2.4. ВТО установлен над активной зоной только для сборки конфигурации 5. Между шаровой засыпкой активной зоны высотой 320,05 см и ВТО располагался лист из алюминиевого сплава АД1 толщиной $0,20 \pm 0,01$ см. ВТО представляет собой стохастическую засыпку шаровых элементов, изготовленных из реакторного графита высокой чистоты. Наружный диаметр шарового ГЭ составляет $6,00-\Delta$ см, где допуск $\Delta = 0,03$ см, т.е. $d_{\text{ГЭ}} = 5,985 \pm 0,002(1\sigma)$ см. Плотность графита шарового ГЭ с учетом примесей $\gamma_{\text{ГЭ}} = 1,681 \pm 0,007(1\sigma)$ г/см³. Примеси в графите учитываются с помощью борного эквивалента и составляют 1,0 ppm бора естественного по массе.

В ВТО имеются 6 вертикальных каналов, расположенных по диаметру, для активационных детекторов, 8 каналов по периферии для активационных детекторов и 1 канал для стержня КО6, которые являются продолжением соответствующих каналов активной зоны (рис. 3 и 4). Толщина ВТО составляет $101,33 \pm 0,45(1\sigma)$ см, количество ГЭ в ВТО – 9 512 шт. (табл. 2 и 3).

2.5. Шаровые ГЭ активной зоны состоят из графитовой матрицы и топливных частиц из диоксида урана с многослойными покрытиями, равномерно распределенных в центральной части матрицы (топливном сердечнике – ТС) [11, 14]. Наружный диаметр шарового ГЭ по конструкторской документации составляет $6,00-\Delta$ см, где допуск $\Delta = 0,03$ см. Для выборки из 20 шаровых ГЭ проведены поверочные измерения их наружного диаметра. Диаметр каждого ГЭ измерялся в трех разных диаметральных направлениях (всего 60 замеров). В результате статистического анализа этих измерений получены оценки $\bar{d}_{\text{ГЭ}} = 5,985$ см и $\sigma(\bar{d}_{\text{ГЭ}}) = 0,002$ см.

Диаметр ТС по конструкторской документации равен $d_{\text{ТС}} = 5,00 \pm 0,05$ см, а стандартная неопределенность $\sigma_{\text{ТС}}$ диаметра равна $0,05/\sqrt{3} = 0,03$ см. Таким образом, наружный диаметр шарового ГЭ составляет $d_{\text{ГЭ}} = 5,985 \pm 0,002(1\sigma)$ см, диаметр ТС равен $d_{\text{ТС}} = 5,00 \pm 0,03(1\sigma)$ см.

С учетом результатов статистической обработки паспортных данных партий ГЭ и МТ получена оценка величины плотности γ_c графита

та для шарового ТЭ. Полученная в результате средняя плотность графитовой матрицы ТС и графитового покрытия ТЭ составляет $1,885 \pm 0,003(1\sigma)$ г/см³. Примеси в графите учитываются с помощью борного эквивалента и составляют 1,0 ppm бора естественного по массе.

Топливные частицы с покрытиями, находящиеся внутри ТС, имеют сферическую форму и состоят из сферического ядра из диоксида урана и окружающих его четырех сферических слоев покрытий. Диаметр ядра из диоксида урана составляет $511 \pm 5(1\sigma)$ мкм, а средняя плотность диоксида урана в материале ядра – $10,27 \pm 0,10(1\sigma)$ г/см³.

Изотопный состав урана в материале ядер в паспортах завода-изготовителя приводится только по ²³⁵U. Поэтому проведены контрольные измерения изотопного состава урана с использованием шести образцов МТ [6, 7, 11]. Эксперименты проводились в РИЦ “Курчатовский институт” с помощью масс-спектрометра МИ-1201Т. В табл. 5 представлены усредненные значения концентраций изотопов урана этих образцов.

Изотопный состав урана с учетом других изотопов получен на основании паспортного обогащения урана по ²³⁵U, содержание которого 20,91 % вес., пересчетом концентраций других изотопов (²³⁴U, ²³⁶U, ²³⁸U), исходя из табл. 5. Изотопный состав урана, полученный на основании паспортных данных и масс-спектрометрических измерений, приводится в табл. 6.

Ниже перечислены характеристики слоев покрытий топливных частиц в порядке от внутреннего к наружному: слой 1 – пироуглерод (PyC) толщиной $94 \pm 7(1\sigma)$ мкм, плотностью $1,01 \pm 0,01(1\sigma)$ г/см³; слой 2 – PyC толщиной $72 \pm 4(1\sigma)$ мкм, плотностью $1,95 \pm 0,03(1\sigma)$ г/см³; слой 3 – карбид кремния (SiC) толщиной $51 \pm 1(1\sigma)$ мкм, плотностью $3,26 \pm 0,03(1\sigma)$ г/см³; слой 4 – PyC толщиной $57 \pm 1(1\sigma)$ мкм, плотностью $1,89 \pm 0,03(1\sigma)$ г/см³.

В табл. 7 приведены результаты статистической обработки паспортных данных по содержанию нейтронопоглощающих примесей в МТ (ядро + четыре слоя покрытий) [11...14].

Таблица 7. Содержание нейтронопоглощающих примесей в МТ (ядро + четыре слоя покрытий)

Элемент	Масс. %
Fe	0,144
Cr	0,015
Ni	0,008
B	$3,2 \cdot 10^{-5}$
Li	$3,0 \cdot 10^{-5}$
V	0,003
W	0,003
Co	0,001
Cd	$3,0 \cdot 10^{-5}$
Hf	0,003
Zr	0,01
Mn	0,0012

Таблица 5. Изотопный состав урана по результатам статистической обработки масс-спектрометрических испытаний образцов МТ

Изотоп, <i>i</i>	²³⁴ U	²³⁵ U	²³⁶ U	²³⁸ U
Атомная масса, <i>A_i</i>	234,0409	235,0439	236,0456	238,0508
% ат. (по данным измерений на масс-спектрометре)	0,198	21,01	0,162	78,63
% вес. (получены исходя из % ат.)	0,195	20,801	0,161	78,843
$\sigma(U)^*$, % вес.	0,003	0,050	0,003	0,050

*Стандартные отклонения $\sigma(U)$, характеризующие неопределенность величины концентрации изотопов урана, оценивались как корень квадратный из суммы дисперсий результатов измерений изотопного состава урана и дисперсии обработки масс-спектров (точность масс-спектрометра).

Таблица 6. Изотопный состав урана по паспортным данным и результатам статистической обработки масс-спектрометрических испытаний шести образцов МТ

Изотоп	²³⁴ U	²³⁵ U	²³⁶ U	²³⁸ U
% вес. $\pm 1\sigma$	$0,197 \pm 0,003$	$20,91 \pm 0,03$	$0,162 \pm 0,003$	78,731 (баланс)

2.6. *Поглощающие стержни.* Используемые в экспериментах на сборках стенда АСТРА стержни КО, АЗ и неизвлекаемые ПС (НПС) имеют одну и ту же конструкцию (рис. 7). Стержень состоит из двух частей, соединенных между собой шарнирно и расположенных вертикально одна над другой. Обе части стержня содержат кластер, состоящий из 15 стальных трубок наружным диаметром $1,250 \pm 0,005$ см и толщиной стенки $0,120 \pm 0,002$ см. Эти трубки заполнены карбидом естественного бора с плотностью $1,56$ г/см³. Они равномерно распределены по окружности диаметром $7,600 \pm \pm 0,005$ см. Высота каждого стержня $387,50 \pm 0,01$ см. Стержни КО и АЗ могут перемещаться в своих каналах БО, активной зоны и ВО (рис. 3). Стержни НПС не имеют привода, поэтому каждый из двух НПС либо отсутствует, либо полностью погружен в свой канал ВО.

Материалом трубок и конструктивных элементов стержней служит нержавеющей сталь марки 12Х18Н10Т (ГОСТ 5632-72). Плотность этой стали – $7,90 \pm 0,01(1\sigma)$ г/см³. Химический состав стали в % весовых: Fe – 68,38, C – 0,12, Si – 0,8, Mn – 2, Cr – 18, Ni – 10, Ti – 0,7. Трубки заполнены карбидом естественного бора (В₄С). Средняя плотность засыпки карбида бора равна $1,56 \pm 0,01(1\sigma)$ г/см³. Проведены контрольные испытания изотопного состава естественного бора. Измерения проводились с помощью масс-спектрометра МИ-1201Т. Изотопный состав естественного бора: ¹⁰В – $19,7 \pm 0,1(1\sigma)$ ат.%; ¹¹В – $80,3 \pm 0,1(1\sigma)$ ат.%, что соответствует изотопному весовому составу бора: ¹⁰В – $18,242 \pm 0,100(1\sigma)$ вес.%, ¹¹В – $81,758 \pm 0,100(1\sigma)$ вес.%

Стержень РР представляет собой двойную трубу из алюминиевого сплава АВ, чья плотность вместе с примесями равна $2,700 \pm 0,006(1\sigma)$ г/см³. Состав сплава дан в табл. 8. Внутри РР находится воздух. Наружный диаметр внешней трубы составляет $9,00 \pm 0,02$ см

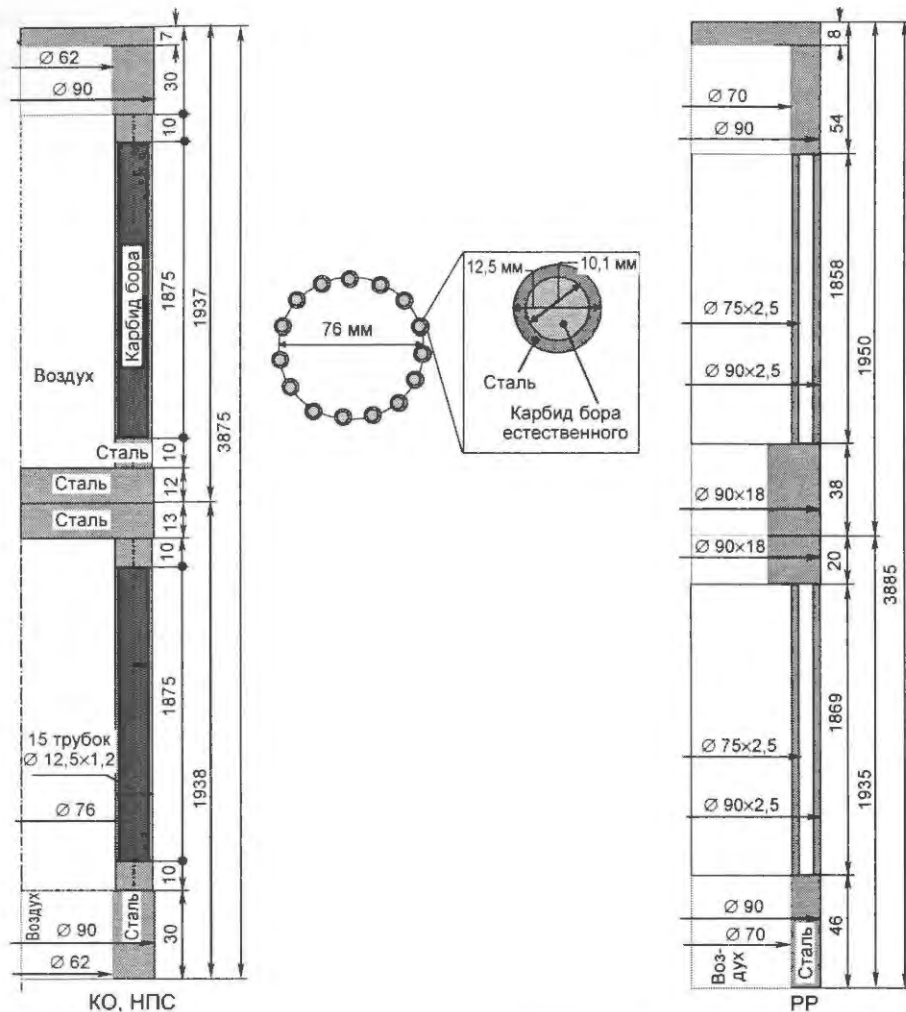


Рис. 7. Схема модели ПС; размеры даны в мм

при толщине стенки $0,250 \pm 0,002$ см, а внутренней трубы – $7,50 \pm 0,02$ см при той же толщине стенки. Высота стержня РР равна $388,5 \pm 0,05$ см.

2.7. *Конструкционные материалы в экспериментах.* Химический состав конструктивных материалов критических сборок стенда АСТРА на основе алюминиевых сплавов АВ, АД, АДЗ1, АМг2 с плотностью $2,70 \pm 0,01$ г/см³ приведен в табл. 8. Данные взяты из стандартов ГОСТ.

Принимается, что пространство, не занятое элементами сборки (т.е. полости, каналы и др.), заполнено сухим воздухом при нормальных условиях (при 20 °С и 760 мм рт. ст.). Плотность воздуха принимается равной $1,205 \cdot 10^{-3}$ г/см³. Состав воздуха при нормальных условиях в % весовых: N₂ – 75,5; O₂ – 23,158; Ar – 1,292; CO₂ – 0,05.

2.8. *Конфигурации бенчмарк экспериментов.* В статье приводятся пять конфигураций сборок, которые имеют одни и те же БО, НТО и

Таблица 8. Химический состав конструкционных материалов на основе алюминиевых сплавов для критических сборок стенда АСТРА

Конструкционный элемент	Марка сплава / ГОСТ	Элементы, % весовые								
		Cu	Mg	Mn	Zn	Fe	Si	Ti	Cr	Al
Материал стержня РР; канал для стержня КО6	АВ(1340)/4784-74	0,5	0,9	0,35	0,2	0,5	1,2	0,15	0,025	96,175
6 трубок для активационных детекторов в активной зоне	АД(1015)/4784-74	0,1	0,1	0,1	0,1	0,5	0,5	0,15	0	98,45
8 каналов на границе активной зоны и БО	АД31(1310)/4784-74	0,1	0,9	0,1	0,2	0,5	0,7	0,15	0	97,35
Основание ВО (опорная плита между верхом НТО и низом ВО)	АМг2(1520)/4784-74	0,1	2,8	0,6	0,2	0,4	0,4	0,1	0	95,4
Разделительный лист между активной зоной и ВТО	АД1(1013)/4784-74	0,05	0,05	0,025	0,1	0,3	0,3	0,15	0	99,025

ВО и одинаковое поперечное сечение активной зоны. Конфигурации отличаются количеством ТЭ, высотой активной зоны, наличием или отсутствием ВТО и положением ПС (КО, РР, НПС), расположенных внутри сборки.

В табл. 9 приведено положение ПС по высоте каналов, а в табл. 10 даются основные параметры критических сборок.

Температура в помещении с критической сборкой стенда АСТРА измерялась с помощью стандартного термометра ИТВ-1, расположенного около верхней части критической сборки.

Поглощающие стержни КО, АЗ и РР могут перемещаться в своих каналах в осевом направлении. Положение стержня определяется расстоянием Z по вертикали от нижнего торца стержня до нижней поверхности БО и НТО. На валу привода имеются ВКВ и нижний концевой выключатель (НКВ), обеспечивающие остановку двигателя при достижении стержнем максимального верхнего $Z_{ВКВ}$ или минимального нижнего $Z_{НКВ}$ положения. Для любого стержня

Таблица 10. Основные параметры исследованных конфигураций критических сборок

	Температура T в помещении, °С	Давление P , 10^5 Па	Относительная влажность, %	Толщина ВТО $\pm 1\sigma$, см	Количество ТЭ	Измеренная высота шаровой засыпки, $H_c^* \pm 1\sigma$, см
1	$21,5 \pm 0,2$	$1,005 \pm 0,002$	$45,0 \pm 0,5$	0	16 897	$179,36 \pm 0,53$
2	$21,0 \pm 0,2$	$1,008 \pm 0,002$	$49,0 \pm 0,5$	0	20 287	$214,14 \pm 0,53$
3	$19,5 \pm 0,2$	$1,016 \pm 0,002$	$47,0 \pm 0,5$	0	27 671	$291,59 \pm 0,48$
4	$19,5 \pm 0,2$	$1,001 \pm 0,002$	$45,0 \pm 0,5$	0	30 432	$320,05 \pm 0,41$
5	$20,0 \pm 0,2$	$1,016 \pm 0,002$	$56,0 \pm 0,5$	$101,33 \pm 0,45$	30 432	$421,58 \pm 0,19$

H_c^* измеряется от верхней границы кольцевых выступов графитовых блоков НТО, имеющих высоту 1,4 см.

Таблица 9. Положение ПС по высоте каналов

	Положение ПС по высоте Z^* канала, см			
	НПС1	НПС2	РР	КО5
1	↑	↑	$178,8 \pm 0,1$	↑
2	↓	↑	$160,5 \pm 0,1$	↑
3	↓	↓	$225,1 \pm 0,1$	↑
4	↓	↓	↑	$184,6 \pm 0,1$
5	↓	↓	↑	$93,0 \pm 0,1$

* Z – расстояние по высоте канала от нижней поверхности БО или НТО до нижнего торца стержня; ↓ – стержень введен, ↑ – стержень полностью выведен (НПС1, НПС2) или находится на верхнем концевом выключателе (ВКВ) (РР, КО5). Все стержни АЗ и все остальные стержни КО находятся на ВКВ. Значения Z для каждого стержня см. в табл. 11.

Z может находиться в интервале $Z_{НКВ} \leq Z \leq Z_{ВКВ}$. Расстояния $Z_{НКВ}$ для стержней в положении НКВ отличаются друг от друга (то же от-

Таблица 11. Расстояния от нижних торцов ПС до нижней поверхности БО и НТО в положениях НКВ и ВКВ

Положение ПС	ПС							
	КО1	КО2	КО3	КО4	КО5	КО6	КО7	РР
$Z_{НКВ}$, см	49,2	43,8	45,6	42,7	50,5	50,3	59,6	53,0
$Z_{ВКВ}$, см	404,8	402,8	391,2	398,7	402,6	395,1	395,0	403,5
Ход стержня $Z_{ВКВ} - Z_{НКВ}$, см	355,6	359,0	345,6	356,0	352,1	344,8	335,4	350,5

носятся и к расстояниям $Z_{ВКВ}$). Для стержней КО и РР эти расстояния приведены в табл. 11.

Стержни АЗ при проведении экспериментов всегда находятся в положении ВКВ. Усредненное по стержням АЗ значение $Z_{ВКВ}$ равно 400 см. На внешней поверхности каждого из стержней КО1...КО3, КО5...КО7 и РР имеется линейка с миллиметровой шкалой. Положение стержня по высоте определяется визуально по этой шкале. Расстояние Z определяется на основании показания L шкалы по формуле: $Z = L + s$, где для КО1...КО3, КО5 и РР $s = 40,8$ см, для КО6 $s = 45,6$ см и для КО7 $s = 42,6$ см.

Стержни НПС не имеют электропривода, поэтому они могут быть или полностью погружены, или полностью извлечены из канала. Для НПС, погруженного в канал, расстояние от нижнего торца НПС до нижней поверхности НТО составляет $Z_{НПС} = 42,6$ см.

3. Статистическая оценка экспериментальных данных

В табл. 12 обобщены входные параметры для оценок неопределенностей критических конфигураций [11...14]. Неопределенности экспериментальных параметров подразделяются на типы А и В. Неопределенности типа А оцениваются путем статистического анализа результатов многократных измерений экспериментальных параметров. Неопределенности типа В оцениваются в предположении, что параметр имеет либо равномерное (равновероятное) распределение в пределах области своего изменения, либо нормальное распределение относительно номинального значения. Влияние неопределенности различных параметров критической сборки на $k_{эфф}$ оценивалось на основе экспериментов и расчетов.

3.1. *Неопределенности измерений на критической сборке стенда АСТРА.* Критическое состояние, эффективность стержней и их неопределенности измеряются в единицах $\beta_{эфф}$. Значение эффективной доли запаздывающих нейтронов получено расчетами по коду MCU и оказалось равным $\beta_{эфф} = 0,0072 \pm 0,0002(1\sigma)$.

На основе показаний прибора ПИР получена оценка величины отклонения $\Delta\rho$ (погрешности), характеризующая критическое состояние сборки: $\Delta\rho = \pm 0,0003\beta_{эфф}$. Стандартная неопределенность σ_{crit} для $\pm 1\sigma$ составит $0,0003\beta_{эфф}/\sqrt{3} = 0,0002\beta_{эфф}$. Значение эффективной доли запаздывающих нейтронов равно $\beta_{эфф} = 0,0072$, поэтому σ_{crit} в единицах реактивности – пренебрежимо малая величина.

Максимальная неопределенность экспериментального значения $k_{эфф}$ включает в себя неопределенности критического состояния ($\sigma_{crit} = 0,0002\beta_{эфф}$), критического положения стержня РР ($\sigma_{РР} = 0,0007\beta_{эфф}$) и критического положения стержня КО5 ($\sigma_{КО5} = 0,0099\beta_{эфф}$). Таким образом, неопределенность экспериментального определения $k_{эфф}$ в критическом состоянии составляет

$$\begin{aligned} \pm \Delta k_{эфф}(1\sigma) &= \pm \sqrt{\sigma_{crit}^2 + \sigma_{РР}^2 + \sigma_{КО5}^2} \cdot \beta_{эфф} = \\ &= \pm \sqrt{0,0002^2 + 0,0007^2 + 0,0099^2} \cdot 0,0072 = \\ &= \pm 0,00007. \end{aligned}$$

3.2. *Оценки влияния неопределенностей параметров критической сборки на $k_{эфф}$.* Оценки неопределенностей $k_{эфф}$ проводились по программам WIMS [17] и MCU [18...21].

Влияние неопределенности каждого параметра на $k_{эфф}$ оценивалось следующим образом. Проводился расчет $k_{эфф}$ при номинальных значениях всех параметров. Затем последовательно менялся один из входных параметров на оцененные значения неопределенности ($+1\sigma$ и -1σ) и получались два возмущенных значения $k_{эфф1}$ и $k_{эфф2}$. Для вычисления $\Delta k_{эфф1}$ и $\Delta k_{эфф2}$ использовались соотношения: $\Delta k_{эфф1} = (k_{эфф1} - k_{эфф0})/(k_{эфф1}k_{эфф0})$ и $\Delta k_{эфф2} = (k_{эфф2} - k_{эфф0})/(k_{эфф2}k_{эфф0})$.

По программе WIMS [17] рассчитывалось влияние на $k_{эфф}$ следующих неопределенностей: примесей в графитовой матрице ТЭ и графите отражателей; плотностей графитовой матрицы ТЭ и шаровых ГЭ в ВТО; размера шаровых ТЭ; плотности графита отражателей; размеров активной зоны и отражателей; неопределенностей параметров регулирующих стержней и др. Для определения чистоты реакторного графита ис-

Таблица 12. Итоговые неопределенности исходных параметров и оценки k_{eff}

Параметр	Значение параметра базовой модели	Вариация параметра ($\pm 1\sigma$)	Единицы измерения	Неопределенность в k_{eff} ($\pm 1\sigma$)
Двусторонние параметры				
Определение критического состояния	1,0000	$\pm 0,0003$	$\Delta\rho/\beta_{\text{eff}}$	ПМ*
Обогащение МТ по ^{235}U	20,91	$\pm 0,03$	% вес. ^{235}U	$\pm 0,0001$
Распределение кернов МТ	равномерное	случайное		ПМ
Диаметр керна МТ	511	± 5	мкм	$\pm 0,0001$
Плотность UO_2 керна МТ	10,27	$\pm 0,10$	г/см ³	$\pm 0,0002$
Масса урана в ТЭ	2,440	$\pm 0,002$	г	$\pm 0,0001$
Толщина слоя SiC в МТ	57	± 1	мкм	$\pm 0,0003$
Плотность слоя SiC в МТ	3,26	$\pm 0,03$	г/см ³	$\pm 0,0002$
Диаметр ТЭ	5,985	$\pm 0,002$	см	$\pm 0,0004$
Диаметр ТС ТЭ	5,00	$\pm 0,03$	см	$\pm 0,0004$
Плотность графитовой матрицы ТЭ	1,885	$\pm 0,003$	г/см ³	$\pm 0,0004$
Концентрация ^{234}U	0,197	$\pm 0,003$	% вес. ^{234}U	ПМ
Концентрация ^{236}U	0,162	$\pm 0,003$	% вес. ^{236}U	ПМ
Коэффициент упаковки ТЭ	0,60618	$\pm 0,0016$	—	ПМ
Внешний диаметр ГЭ	5,985	$\pm 0,002$	см	$\pm 0,0001$
Плотность ГЭ	1,681	$\pm 0,007$	г/см ³	$\pm 0,0004$
Коэффициент упаковки ГЭ в ВТО	0,60149	$\pm 0,0030$	—	$\pm 0,0004$
Поперечные размеры активной зоны и ВТО	(D_1) 175,56	$\pm 0,49$	см	$\pm 0,0004$
	(D_2) 178,19	$\pm 0,53$	см	$\pm 0,0018$
Высота шаровой засыпки	H_c	$\pm 0,53$	см	$\pm 0,0006$
Толщина ВТО	101,33	$\pm 0,45$	см	ПМ
Поперечные размеры активной зоны и ВО	(d_1) 99,54	$\pm 0,08$	см	$\pm 0,0003$
	(d_2) 105,73	$\pm 0,08$	см	
Высота ВО	420,00	$\pm 0,08$	см	$\pm 0,0004$
Лист из алюминиевого сплава АМг2 в основании ВО	(толщина) 0,40	$\pm 0,01$	см	$\pm 0,0004$
	(плотность) 2,7	$\pm 0,006$	г/см ³	
Толщина НТО	40,00	$\pm 0,03$	см	$\pm 0,0004$
Внешний диаметр БО	380,00	$\pm 0,03$	см	ПМ
Высота БО	460,00	$\pm 0,09$	см	$\pm 0,0004$
Эффективная плотность ВО	1,668	$\pm 0,002$	г/см ³	ПМ
Эффективная плотность БО	1,666	$\pm 0,002$	г/см ³	$\pm 0,0002$
Эффективная плотность НТО	1,679	$\pm 0,002$	г/см ³	$\pm 0,0004$
Содержание примесей в графите ТЭ и отражателей	Борный эквивалент 1,0	$\pm 0,1$	ppm вес. естественного бора	$\pm 0,0024$
Диаметр карбида бора в трубках, включенных в кластер, для стержней КО, АЗ и НПС	1,010	$\pm 0,003$	см	ПМ
Толщина стенки трубок в кластерах для стержней КО, АЗ и НПС	0,120	$\pm 0,001$	см	ПМ
Диаметр расположения центров трубок с карбидом бора в кластере для стержней КО, АЗ и НПС	7,600	$\pm 0,005$	см	$\pm 0,0001$
Высота стержней КО, АЗ и НПС	387,5	$\pm 0,1$	см	$\pm 0,0004$
Плотность нержавеющей стали для стержней КО, АЗ и НПС	7,900	$\pm 0,006$	г/см ³	ПМ
Плотность карбида бора для стержней КО, АЗ и НПС	1,56	$\pm 0,01$	г/см ³	ПМ
Обогащение по ^{10}B для стержней КО, АЗ и НПС	18,242	$\pm 0,100$	% вес.	ПМ
Температура	19,5...21,5	$\pm 0,5$	°C	ПМ

Параметр	Значение параметра базовой модели	Вариация параметра ($\pm 1\sigma$)	Единицы измерения	Неопределенность в $k_{eff}(\pm 1\sigma)$
Неопределенность, связанная со смещением и упрощениями модели				
Наличие нейтронных детекторов	0,1540	$\pm 0,0013$	$\Delta\rho_{ND}/\beta_{eff}$	$\pm 0,0001$
Примеси в компонентах МТ	Примесей нет	Номинальные значения примесей	–	$\pm 0,0002$
Экспериментальные каналы и крепление трубы канала для стержня КОб из алюминиевых сплавов	Отсутствуют	Присутствуют	–	$\pm 0,0001$
Окружение критической сборки	Отсутствует	Присутствует	–	$\pm 0,0009$
Полная неопределенность				
Неопределенность				$\pm 0,0036$

ПМ – пренебрежимо мало.

пользовался нейтронно-физический метод измерения длины диффузии тепловых нейтронов в графитовых призмах.

С помощью таких измерений определяется так называемый физический индекс f графита, равный среднему по энергии микроскопическому сечению поглощения (с учетом примесей) в миллибарнах, характеризующий качество графита по отношению к поглощающим нейтроны примесям. По этим измерениям определяется борный эквивалент примесей. Для графита значение борного эквивалента примесей составляет $1,0 \pm 0,1$ ppm масс. естественного бора.

По программе MCU методом Монте-Карло рассчитывалось влияние на k_{eff} следующих неопределенностей: примесей в графитовой матрице ГЭ ВТО; плотности графитовой матрицы ГЭ ВТО (при постоянных размерах ГЭ); размеров ГЭ ВТО; размеров ВТО; примесей в графите НТО; плотности графита НТО (при постоянных размерах НТО); размеров НТО при сохранении полной массы материалов в нем; параметров микротрещин (примесей во всех компонентах МТ, обогащения ^{235}U , диаметра зерна, плотности UO_2 зерна, массы урана в ТЭ, толщины слоя SiC, плотности слоя SiC). Эти оценки проводились с помощью расчетов микроячеек и ячейки шарового ТЭ.

В табл. 12 приводятся номинальные значения параметров, вариации исходных параметров и соответствующие неопределенности в $k_{eff}(1\sigma)$. В нижней части таблицы приводится полная неопределенность, рассчитанная как квадратный корень из суммы квадратов неопределенностей отдельных параметров. Как следует из табл. 12, полная оцененная неопреде-

ленность в $k_{eff}(1\sigma)$ составляет примерно $\pm 0,36$ %. Необходимо отметить, что основной вклад в эту неопределенность вносит неопределенность содержания примесей в графите отражателей (БО, НТО, ВО, ВТО). Такой значительный вклад в неопределенность k_{eff} , вносимый поглощающими нейтроны примесями в графите, характерен для всех размножающих систем на тепловых нейтронах с графитовым замедлителем.

4. Расчетная бенчмарк модель критической сборки

4.1. Упрощения, принятые в модели. В бенчмарк модели каждой из пяти конфигураций сделан ряд упрощений [6, 7, 11]. В бенчмарк модель не включаются: примеси в ядрах и покрытиях топливных частиц; окружение сборки (корпус из нержавеющей стали, опорная конструкция, стены помещения и др.); верхние части стержней КО, АЗ, РР и их приводы, верхние концы труб каналов и другие вспомогательные конструкции, которые находятся выше плоскости верхней торцевой поверхности БО; экспериментальные каналы из алюминиевых сплавов в БО и активной зоне, а также крепление трубы для стержня КОб в активной зоне; нейтронные датчики с кабелями в каналах БО (нейтронные счетчики и ионизационные камеры).

Кроме того, в модели шаровые ТЭ представлены в виде регулярной решетки; высота ВТО в конфигурации 5 немного уменьшена по сравнению с натурным значением и принималась равной 98,35 см; опорная конструкция ВО и верхняя часть НТО, расположенная ниже активной зоны и опорной конструкции ВО, уп-

рощены. Как показали оценки, влияние всех этих упрощений на значение k_{eff} оказалось пренебрежимо малым.

4.2. *Смещение k_{eff} бенчмарк модели относительно эксперимента.* В бенчмарк модель не включен ряд факторов, влияние которых на k_{eff} найдено из расчетов и экспериментов в виде смещения, к которым относятся следующие:

1) примеси в кернах и покрытиях топливных частиц, наличие которых приводит к эффекту реактивности $\Delta k_1 = -0,0007$;

2) окружение сборки (корпус из нержавеющей стали, опорная конструкция, стены помещения и др.), наличие которого дает смещение реактивности $\Delta k_2 = +0,0028$;

3) верхние части стержней КО, АЗ, РР и их приводы, верхние концы труб каналов и другие вспомогательные конструкции, расположенные выше плоскости верхней торцевой поверхности БО и дающие пренебрежимо малый эффект реактивности ($\Delta k_3 = 0,0000$);

4) экспериментальные каналы из алюминиевых сплавов в БО и активной зоне, а также крепление трубы для стержня КО6 в активной зоне, дающие смещение реактивности $\Delta k_4 = -0,0006$;

5) нейтронные датчики с кабелями в каналах БО (нейтронные счетчики и ионизационные камеры), дающие смещение реактивности $\Delta k_5 = -0,00111$.

Все перечисленные выше факторы не включены в бенчмарк модель и в окончательных бенчмарк моделях учитывалось полное смещение

$$\Delta k_{\text{bias}} = -(\Delta k_1 + \Delta k_2 + \Delta k_3 + \Delta k_4 + \Delta k_5) = -0,0004.$$

4.3. *Размеры модели.* Модель БО, высота которого равна 460 см. БО по высоте состоит из двух зон: зона 1 – нижняя часть БО высотой 40 см, не имеющая каналов в графитовых блоках (каналы заполнены графитом); зона 2 – верхняя часть БО высотой 420 см, в которой в части колонн имеются заполненные воздухом каналы диаметром 11,4115 см (отсутствуют графитовые пробки), а в части колонн эти каналы отсутствуют (см. рис. 8 и 9).

Квадратный шаг размещения каналов диаметром 11,4115 см в БО равен 25 см. В канале могут находиться графит, воздух или ПС. Расположение каналов показано на рис. 9. Наружный диаметр БО равен 380 см. Поперечные размеры внутренней границы БО, имеющей форму восьмиугольника, равны $D_1 = 175,56$ см, $D_2 = 178,19$ см, причем из четырех сторон восьмиугольника вычитаются по две полуокруж-

сти диаметром 11,4115 см (всего 8 полуокружностей) (рис. 9).

Модель НТО. Верхняя поверхность НТО принята плоской. Приращение высоты графита, моделирующее графитовые выступы, составляет 0,406 см, и это значение прибавлено к высоте графитовых блоков (40 см). Таким образом, полученная высота модели НТО составляет 40,406 см (рис. 8). Поперечные размеры наружной границы, имеющей форму восьмиугольника, составляют $D_1 = 175,56$ см, $D_2 = 178,19$ см (рис. 9).

Модель опорной конструкции ВО. Непосредственно над НТО расположен нижний слой опорной конструкции, моделируемый как воздушный зазор. Над зазором расположен лист из алюминиевого сплава АМг2 толщиной 0,446 см, имеющий такую же форму, как ВО в поперечном сечении, с размерами $d_1 = 99,54$ см, $d_2 = 105,73$ см (рис. 8 и 9). Толщина воздушного зазора между НТО и листом из алюминиевого сплава составляет 0,948 см.

Модель ВО. Квадратный шаг размещения каналов диаметром 11,4115 см в ВО равен 25 см. Расположение каналов показано на рис. 9. ВО располагается по оси сборки на опорной конструкции (рис. 8). Поперечные размеры по наружной границе ВО, имеющей форму восьмиугольника, составляют $d_1 = 99,54$ см, $d_2 = 105,73$ см, а высота ВО в модели – 418,2 см.

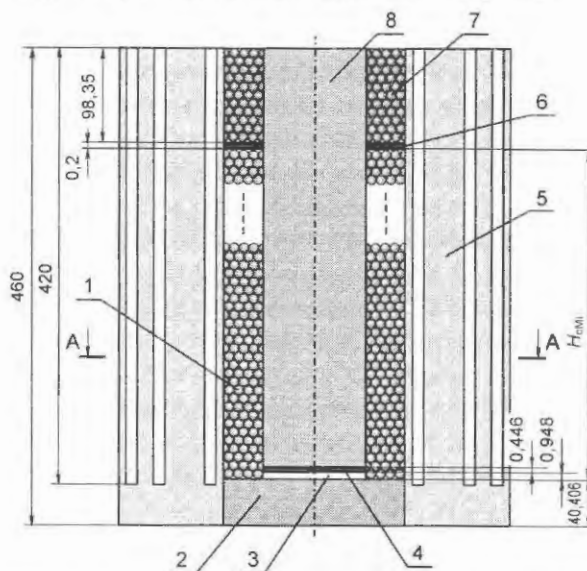


Рис. 8. Схема продольного сечения модели критической сборки: 1 – кольцевая активная зона с шаровыми ТЭ; 2 – НТО; 3, 4 – опорная конструкция ВО (3 – нижняя часть – воздух, 4 – верхняя часть – алюминиевый сплав АМг2); 5 – БО; 6 – разделительный лист из алюминиевого сплава АД1 (только в конфигурации 5, в остальных конфигурациях заменяется воздухом); 7 – ВТО (только в конфигурации 5, в остальных конфигурациях заменяется воздухом); 8 – ВО

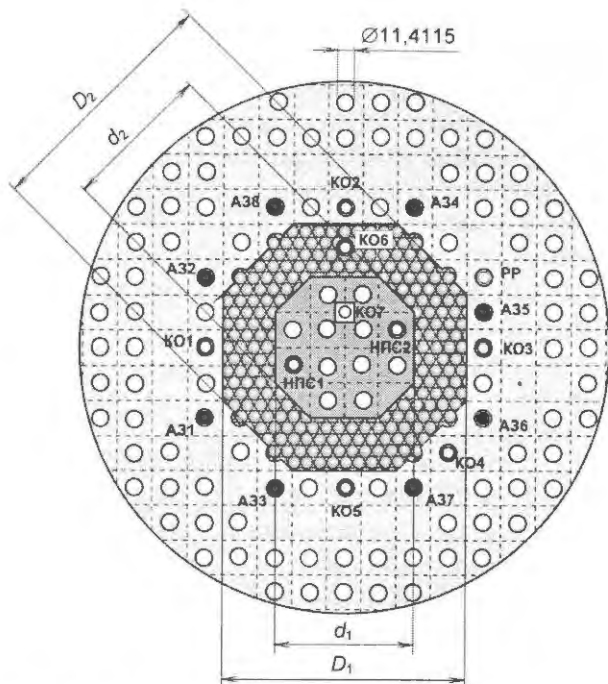


Рис. 9. Схема поперечного сечения модели критической сборки: КО1...КО7 – каналы для регулирующих стержней КО1...КО7; РР – канал для стержня РР; А31...А38 – каналы для стержней А31...А38; НПС1, НПС2 – каналы для установки стержней НПС1 и НПС2

Модель шаровых ТЭ, имеющих наружный диаметр 5,985 см. ТЭ состоит из шарового ТС диаметром 5,0 см и графитовой оболочки в форме сферического слоя толщиной 0,4925 см, покрывающего ТС снаружи (рис. 10). ТС состоит из гомогенизированной матрицы, в которой располагаются шаровые ячеики из UO_2 диаметром 0,0511 см. Всего в ТС каждого ТЭ находится 3 866,3 топливных ядер, распределенных случайным образом.

В расчетах критических сборок стенда АСТРА с использованием метода Монте-Карло по программе MCU покрытия микрочастиц гомогенизировались с графитовой матрицей сердечников шаровых ТЭ, в то время как ячеики учитывались без гомогенизации. Для учета ядер разработана и реализована в программе MCU

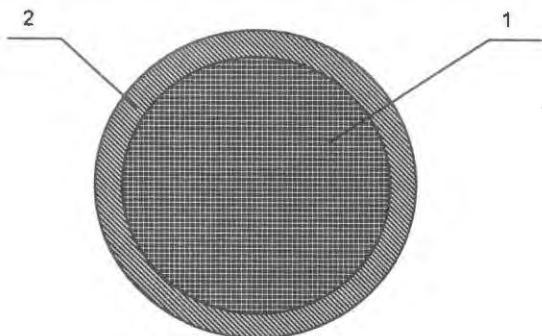


Рис.10. Модель шарового ТЭ: 1 – шаровой ТС; 2 – графитовая оболочка

специальная расчетная методика [21]. Согласно этой методике при блуждании нейтрона в ТС ТЭ применяются две системы координат.

В первой описывается блуждание нейтрона в ТС в целом, а во второй системе – в ячеике. При блуждании нейтрона в первой системе координат графитовая матрица с ячеиками учитывается эффективно как однородная среда с эффективным макроскопическим сечением $S_{com} = S_{mi} + S$, где S_{mi} – полное сечение гомогенизированной графитовой матрицы сердечника ТЭ; $S = \pi d^2/4$; d – диаметр ячеики в см; n – число ячеек в одном см³ сердечника ТЭ. Отношение S_{mi}/S_{com} есть вероятность столкновения нейтрона с ядрами материала матрицы, а S/S_{com} – вероятность попадания нейтрона в ячеику.

При осуществлении события попадания нейтрона в ячеику разыгрывается точка его входа на сферической поверхности ячеики. После попадания нейтрона в ячеику моделирование нейтронной траектории внутри ячеики происходит стандартным для метода Монте-Карло способом. Если нейтрон покидает ячеику и возвращается в эффективную однородную среду, процесс повторяется. Этот метод учета топливных частиц получил название CORN. В остальных областях модели критической сборки используется общепринятая для Монте-Карло методика блуждания нейтронов.

Для подтверждения возможности применения метода CORN для моделирования топливных частиц в ТЭ активной зоны критических сборок проведены сравнительные расчеты нескольких вариантов шаровых ячеек активной зоны. Рассмотрены следующие модели для учета МТ: модель 1 – с использованием методики CORN; модель 2 (прямой расчет по MCU) – в ТС размещаются все ячеики по кубической объемно-центрированной решетке, покрытия топливных частиц гомогенизируются в матрице ТС ТЭ; модель 3 (прямой расчет по MCU) – в ТС размещаются топливные частицы с одним эффективным слоем покрытия (эффективное покрытие топливной частицы представляет собой один слой суммарной толщины с гомогенизированным составом всех покрытий); модель 4 (прямой расчет по MCU) – в ТС размещаются топливные частицы со всеми четырьмя покрытиями.

Проведенные расчеты этих ячеек по MCU показали, что значения k_{eff} для всех вариантов в пределах погрешности расчета ($\pm \sigma = 0,0003$) совпадают между собой. Это обосновывает применение метода CORN в расчетах моделей критических сборок стенда АСТРА.

Модель активной зоны. Наружная боковая граница активной зоны (рис. 8 и 9) имеет форму восьмиугольника с размерами $D_1 = 175,56$ см и $D_2 = 178,19$ см с добавлением на четырех сторонах восьмиугольника двух полуокружностей диаметром 11,4115 см (всего 8 полуокружностей). Внутренняя граница модели активной зоны имеет форму восьмиугольника с размерами $d_1 = 99,54$ см и $d_2 = 105,73$ см. Высота активной зоны для каждой модели конфигурации i (H_{cm_i}), отсчитываемая от модельной верхней границы НТО, и количество ТЭ в кольцевой активной зоне ($N_{ТЭ_i}$) указаны в табл. 13.

Активная зона (шаровая засыпка) состоит из шаровых ТЭ диаметром 5,985 см. ТЭ в модели размещаются внутри активной зоны по регулярной трехмерной решетке с заданным коэффициентом упаковки ТЭ. Для построения решетки с нужным значением коэффициента упаковки [7, 10, 11] сначала строилась решетка с максимальным коэффициентом упаковки f_0 ($f_0 = 0,7405$), а затем она трансформировалась в решетку с требуемым коэффициентом упаковки. Для построения решетки с максимальным коэффициентом упаковки в плоскости XY размещается слой шаров в виде квадратной решетки с шагом, равным диаметру шара.

Следующий слой по высоте получается смещением предыдущего слоя по осям X и Y на половину диаметра шара и затем по оси Z до обеспечения касания с предыдущим слоем. В качестве ячейки трехмерной решетки принимается прямоугольный параллелепипед с одинаковыми размерами по осям горизонтальной плоскости XY ($a_0 = d$, где d – диаметр ТЭ) и высотой $b_0 = d\sqrt{2}$ по оси Z. В центре этого параллелепипеда размещается шаровой ТЭ, а с центрами в каждом из восьми углов внутри параллелепипеда размещены по 1/8 шарового ТЭ. Таким образом, внутри ячейки располагаются 2 шаровых ТЭ.

Для получения решетки с меньшим коэффициентом f упаковки, как в реальной стохастической засыпке активной зоны, шаг a квадратной решетки и высота b ячейки увеличиваются. Коэффициент упаковки ТЭ для модели активной зоны каждой конфигурации i сборки находится, исходя из заданных размеров активной зоны и заданного количества шаровых ТЭ.

Значения коэффициента упаковки шаровых ТЭ в активной зоне и ряда других параметров для модели рассматриваемых конфигураций приводятся в табл. 13.

Т а б л и ц а 13. Результаты расчета коэффициентов упаковки шаровых ТЭ в активной зоне

Конфигурация	H_{cm_i} , см	$N_{ТЭ_i}$	f_i	a_i/b_i
1	180,354	16 897	0,59914	6,3671/9,2428
2	215,134	20 287	0,60304	6,3671/9,1831
3	292,584	27 671	0,60480	6,3671/9,1563
4	321,044	30 432	0,60618	6,3671/9,1355
5	321,044	30 432	0,60618	6,3671/9,1355

В табл. 13 приведены значения параметров a_i и b_i ячейки, которые обеспечивают требуемые значения f_i , при этом выполняются требования $a_i \geq a_0$, $b_i \geq b_0$. Для упрощения модели принимается постоянный шаг $a_i = 6,3671$ см между центрами ТЭ в горизонтальной плоскости для всех 5 конфигураций. Влияние этого упрощения предварительно исследовано расчетами для случаев, когда a_i и b_i одновременно изменялись в одной и той же пропорции. Сравнение результатов показало, что это влияние не превосходит статистическую неопределенность метода Монте-Карло.

Модель ВТО. состоящего в конфигурации 5 из шаровых ГЭ диаметром 5,985 см. Между активной зоной и ВТО расположен лист из алюминиевого сплава АД1. Поперечное сечение шаровой засыпки ВТО совпадает с таковым для активной зоны и имеет такие же размеры: наружная граница листа из алюминиевого сплава АД1 имеет форму восьмиугольника с размерами $D_1 = 175,56$ см, $D_2 = 178,19$ см, внутренняя граница – с размерами $d_1 = 99,54$ см, $d_2 = 105,73$ см. На этом листе толщиной 0,2 см расположен ВТО, состоящий из шаровых ГЭ. Коэффициент упаковки ГЭ в ВТО равен $f_{ВТО} = 0,60149$. Высота ВТО принимается равной 98,35 см для получения полной высоты 460 см.

Модель стержней КО, АЗ и НПС, имеющих одинаковые размеры (рис. 7). Полная высота каждого ПС составляет 387,5 см. Каждый стержень состоит из двух секций по высоте (нижней и верхней). Нижняя часть каждого стержня (опорное основание) представляет собой кольцевой цилиндр из нержавеющей стали 12Х18Н10Т высотой 3,0 см, наружным диаметром 9,0 см и внутренним диаметром 6,2 см.

К верхней поверхности кольцевого цилиндра примыкает нижний кластер из 15 вертикально расположенных трубок, изготовленных из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Высота каждой трубки 189,5 см, наружный диаметр 1,25 см, толщина стенки 0,120 см. Каждая трубка имеет верхнюю и нижнюю пробки из нержавеющей стали 12Х18Н10Т высотой 1,0 см и диаметром 1,010 см. Внутреннее простран-

во каждой трубке между пробками, занимающее высоту 187,5 см, заполнено карбидом естественного бора. Трубки равномерно распределены по окружности диаметром 7,6 см, центр которой лежит на оси стержня (окружность проходит через оси трубок). Сверху к трубкам примыкают два сплошных диска диаметром 9,0 см и суммарной высотой 2,5 см, изготовленные из нержавеющей стали 12Х18Н10Т.

Верхний кластер трубок ПС примыкает к верхнему торцу опорного основания. Этот кластер, состоящий из 15 трубок, идентичен нижнему кластеру. К верхнему торцу верхнего кластера ПС примыкает крышка из нержавеющей стали 12Х18Н10Т наружным диаметром 9,0 см, внутренним диаметром 6,2 см, общей высотой 3,0 см и с доннышком сверху толщиной 0,7 см, как показано на рис. 7.

Модель стержня РР, выполненного из алюминиевого сплава АВ общей высотой 388,5 см. Модель стержня РР состоит из двух частей по высоте (нижняя и верхняя секции). Нижняя часть стержня РР представляет собой кольцевой цилиндр (опорное основание) из алюминиевого сплава АВ высотой 4,6 см, наружным диаметром 9,0 см и внутренним диаметром 7,0 см.

К кольцевому цилиндру примыкают две коаксиальные трубы высотой 186,9 см из алюминиевого сплава АВ. Наружный диаметр внешней трубы составляет 9,0 см при толщине стенки 0,25 см, внутренней трубы – 7,5 см при той же толщине стенки. Сверху к этим концентрическим трубам примыкают два кольцевых диска из алюминиевого сплава АВ наружным диаметром 9,0 см, суммарной высотой 5,8 см и внутренним диаметром 5,4 см. Сверху к кольцевым дискам примыкают две коаксиальные трубы верхней части стержня РР, изготовленные из алюминиевого сплава АВ. Эти трубы имеют высоту 185,8 см и такой же диаметр и толщину стенок, как нижние трубы.

Модель каналов для ПС. Канал для стержня КО6 представляет собой трубу из алюминиевого сплава АВ, расположенную в топливной зоне, как показано на рис. 9. Наружный диаметр трубы 10,5 см, толщина стенки 0,25 см. Высота трубы в модели составляет 419,594 см для всех конфигураций сборки. Ось трубы

расположена в плоскости, проходящей через ось канала стержня КО2 и центральную ось ВО. Расстояние между осью трубы и боковой поверхностью БО равно 12,5 см. Нижний конец трубы находится на уровне верхней поверхности НТО (на расстоянии 40,406 см от нижней поверхности НТО).

Канал для стержня КО7, расположенный в графите ВО, в поперечном сечении представляет собой квадрат размером 11 на 11 см (рис. 9).

Остальные каналы для ПС (КО1...КО5 и А31...А38) расположены в БО, и их расположение показано на рис. 9. Каналы имеют диаметр 11,4115 см и высоту 420 см, их нижние концы расположены на расстоянии 40 см от нижней поверхности БО.

Положение поглощающих стержней НПС1, НПС2, РР и КО5 по высоте модели для разных конфигураций сборки приведено в табл. 14.

Таблица 14. Положение стержней НПС1, НПС2, РР и КО5

Конфигурация	Положение по высоте Z^* канала, см			
	НПС1**	НПС2**	РР	КО5
1	↑	↑	178,8	402,6
2	42,6	↑	160,5	402,6
3	42,6	42,6	225,1	402,6
4	42,6	42,6	403,5	184,6
5	42,6	42,6	403,5	93,0

Z^* – расстояние по высоте от нижнего торца графитового отражателя (нижней поверхности БО и НТО) до нижнего торца ПС,

**↑ – стержень отсутствует (полностью извлечен из сборки)

Все стержни АЗ и КО за исключением КО5 находятся в крайних верхних положениях. Расстояния по вертикали от нижней поверхности графитового отражателя до нижнего торца всех стержней АЗ и стержней КО, кроме КО5, для всех пяти конфигураций сборки приведены в табл. 15.

4.4. *Данные по материалам*. При расчете атомных плотностей материалов применялось число Авогадро $N_A = 0,60221 \cdot 10^{24}$ моль⁻¹.

Таблица 15. Положение стержней КО (кроме КО5) и стержней АЗ

Конфигурация	Положение по высоте Z^* канала, см							
	КО1	КО2	КО3	КО4	КО5	КО6	КО7	АЗ1...8
1...5	404,8	402,8	391,2	398,7	402,6	395,1	395,0	400,0

Z^* – расстояние по высоте от нижнего торца графитового отражателя (нижней поверхности БО и НТО) до нижнего торца ПС

Плотность воздуха составляет 1,205 г/л ($1,205 \cdot 10^{-3}$ г/см³). Атомные плотности, используемые для воздуха в зазорах, полостях и каналах критической сборки, приведены в табл. 16. Они рассчитывались на основании состава воздуха при нормальных условиях в весовых %: N₂ – 75,5; O₂ – 23,158; Ar – 1,292; CO₂ – 0,05 [22].

Таблица 16. Атомные плотности воздуха в каналах и полостях

Элемент	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
O	15,9994	$1,0520 \cdot 10^{-5}$
N	14,0067	$3,9115 \cdot 10^{-5}$
C	12,011	$8,2442 \cdot 10^{-9}$
Ar	39,948	$2,3469 \cdot 10^{-7}$

Графит БО. Материал БО – графит с плотностью 1,666 г/см³. В этой плотности учтены зазоры между графитовыми блоками и примеси (борный эквивалент – В_{ест} 1,0 ppm вес.). Атомные плотности графита БО даны в табл. 17.

Таблица 17. Атомные плотности графита БО

Изотоп	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
¹² C	12,011	$8,3530 \cdot 10^{-2}$
¹⁰ B	10,0129	$1,8279 \cdot 10^{-8}$
¹¹ B	11,0093	$7,4506 \cdot 10^{-8}$

Графит НТО. Материал НТО – графит с плотностью 1,679 г/см³, в которой учтены зазоры между графитовыми блоками и примеси (борный эквивалент – В_{ест} 1,0 ppm вес.). Атомные плотности НТО даны в табл. 18.

Таблица 18. Атомные плотности НТО

Изотоп	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
¹² C	12,011	$8,4182 \cdot 10^{-2}$
¹⁰ B	10,0129	$1,8421 \cdot 10^{-8}$
¹¹ B	11,0093	$7,5087 \cdot 10^{-8}$

Графит ВО. Материал ВО – графит с плотностью 1,668 г/см³, в которой учтены зазоры между графитовыми блоками и примеси (борный эквивалент – В_{ест} 1,0 ppm вес.). Атомные плотности ВО даны в табл. 19.

Таблица 19. Атомные плотности ВО

Изотоп	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
¹² C	12,011	$8,3630 \cdot 10^{-2}$
¹⁰ B	10,0129	$1,8301 \cdot 10^{-8}$
¹¹ B	11,0093	$7,4596 \cdot 10^{-8}$

Опорная конструкция ВО изготовлена из алюминиевого сплава АМг2 плотностью 2,700 г/см³. Атомные плотности опорной конструкции ВО даны в табл. 20.

Таблица 20. Атомные плотности опорной конструкции ВО

Элемент	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
Al	26,9815	$5,7490 \cdot 10^{-2}$
Cu	63,546	$2,5587 \cdot 10^{-5}$
Mg	24,305	$1,8732 \cdot 10^{-3}$
Mn	54,938	$1,7758 \cdot 10^{-4}$
Zn	65,39	$4,9731 \cdot 10^{-5}$
Fe	55,847	$1,1646 \cdot 10^{-4}$
Si	28,0855	$2,3157 \cdot 10^{-4}$
Ti	47,88	$3,3959 \cdot 10^{-5}$

Материал керна. Плотность керна из UO₂ с учетом примесей составляет 10,27 г/см³. Плотность $\gamma_{UO_2,0}$ керна из UO₂ без учета примесей рассчитывалась по формуле

$$\gamma_{UO_2,0} = \gamma_{UO_2} \left(1 - \left(\sum C_i \right) / 100 \right),$$

где C_i – содержание примеси в материале керна в % вес. (полное содержание примесей составляет 0,188292 % масс.). Эта формула дает плотность UO₂ без примесей $\gamma_{UO_2,0} = 10,25066$ г/см³. Результаты расчетов атомной плотности материала керна приведены в табл. 21.

Таблица 21. Атомные плотности керна

Изотоп	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
²³⁴ U (0,197 % вес.)	234,0409	$4,5789 \cdot 10^{-5}$
²³⁵ U (20,91 % вес.)	235,0439	$4,8394 \cdot 10^{-3}$
²³⁶ U (0,162 % вес.)	236,0456	$3,7334 \cdot 10^{-5}$
²³⁸ U (78,731 % вес.)	238,0508	$1,7991 \cdot 10^{-2}$
¹⁶ O	15,9994	$4,5828 \cdot 10^{-2}$

Матрица ТС и оболочки ТЭ. Все поглощающие нейтроны примеси в матрице ТС и оболочке ТЭ учитываются при помощи примеси естественного бора с концентрацией 1,0 ppm вес. (борный эквивалент). Число ядер в ТС составляет $N_k = 3\,866,3$, а в одном см^3 ТС – $n_k = 59,072$.

Графит оболочки, окружающей ТС, имеет плотность $1,885 \text{ г/см}^3$, в которой учтены примеси (борный эквивалент – 1,0 ppm вес. $V_{\text{ест}}$). Атомные плотности графитовой оболочки ТЭ приведены в табл. 22.

Таблица 22. Атомные плотности графитовой оболочки ТЭ

Изотоп	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
^{12}C	12,011	$9,4510 \cdot 10^{-2}$
^{10}B	10,0129	$2,0681 \cdot 10^{-8}$
^{11}B	11,0093	$8,4300 \cdot 10^{-8}$

Все слои покрытия топливных частиц гомогенизированы с графитовой матрицей по объему ТС. Ядра случайно распределены в ТС с сохранением полного их количества, равного $N_k = 3\,866,3$. Атомные плотности эффективной матрицы ТС в расчете на полный объем ТС приведены в табл. 23.

Таблица 23. Атомные плотности эффективной матрицы ТС в расчете на полный объем ТС

Изотоп	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
Модель эффективной матрицы ТС – гомогенизированная смесь материала матрицы (с борным эквивалентом 1,0 ppm вес. $V_{\text{ест}}$) и покрытий МТ в пределах полного объема сердечника		
C	12,011	$9,3517 \cdot 10^{-2}$
Si	28,0855	$3,7007 \cdot 10^{-4}$
^{10}B	10,0129	$1,9922 \cdot 10^{-8}$
^{11}B	11,0093	$8,1203 \cdot 10^{-8}$

Покрытия топливных частиц. Параметры покрытий топливных частиц: слой 1 (буферный) из PuC толщиной 94 мкм, плотность с учетом примесей $\gamma_1 = 1,01 \text{ г/см}^3$ (плотность без примесей $\gamma_{10} = 1,0081 \text{ г/см}^3$); слой 2 (плотный) из PuC толщиной 72 мкм, плотность с учетом примесей $\gamma_2 = 1,95 \text{ г/см}^3$ (плотность без примесей $\gamma_{20} = 1,94633 \text{ г/см}^3$); слой 3 (плотный) из SiC толщиной 51 мкм, плотность с учетом примесей $\gamma_3 = 3,26 \text{ г/см}^3$ (плотность без примесей $\gamma_{30} = 3,25386 \text{ г/см}^3$); слой 4 (плотный) из PuC толщиной 57 мкм, плотность с учетом примесей $\gamma_4 = 1,89 \text{ г/см}^3$ (плотность без примесей $\gamma_{40} =$

$1,88644 \text{ г/см}^3$) [23]. Примеси в ядрах и их покрытиях в модели не учитывались. Результаты приводятся в табл. 24.

Таблица 24. Атомные плотности материалов покрытия МТ

Материал	Изотоп	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
Слой 1 (буферный), PuC плотностью $1,0081 \text{ г/см}^3$ без примесей			
$j = 1$	C	12,011	$5,0544 \cdot 10^{-2}$
Слой 2, PuC плотностью $1,94633 \text{ г/см}^3$ без примесей			
$j = 2$	C	12,011	$9,7585 \cdot 10^{-2}$
Слой 3, SiC плотностью $3,25386 \text{ г/см}^3$ без примесей			
$j = 3$	C	12,011	$4,8870 \cdot 10^{-2}$
	Si	28,0855	$4,8870 \cdot 10^{-2}$
Слой 4, PuC плотностью $1,88644 \text{ г/см}^3$ без примесей			
$j = 4$	C	12,011	$9,4583 \cdot 10^{-2}$

Разделительный лист, расположенный между активной зоной и ВТО, моделируется только в конфигурации 5 (табл. 2). Он изготовлен из алюминиевого сплава АД1 с плотностью $2,7 \text{ г/см}^3$. Атомные плотности даны в табл. 25.

Таблица 25. Атомные плотности разделительного листа

Элемент	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
Al	26,9815	$5,9675 \cdot 10^{-2}$
Cu	63,546	$1,2794 \cdot 10^{-5}$
Mg	24,305	$3,3449 \cdot 10^{-5}$
Mn	54,938	$7,3991 \cdot 10^{-6}$
Zn	65,39	$2,4866 \cdot 10^{-5}$
Fe	55,847	$8,7344 \cdot 10^{-5}$
Si	28,0855	$1,7368 \cdot 10^{-4}$
Ti	47,88	$5,0939 \cdot 10^{-5}$

Графитовые элементы ВТО, моделируемого только в конфигурации 5. ТЭ имеют плотность $1,681 \text{ г/см}^3$, в которой учтены примеси (борный эквивалент – 1,0 ppm вес. $V_{\text{ест}}$). Атомные плотности ТЭ даны в табл. 26.

Стержень РР и труба канала для перемещения стержня КОБ выполнены из алюминиевого сплава АВ. Плотность сплава вместе с примесями $2,7 \text{ г/см}^3$. Атомные плотности материала стержня РР и трубы канала для перемещения стержня КОБ даны в табл. 27.

Таблица 26. Атомные плотности ГЭ ВТО

Изотоп	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
¹² С	12,011	$8,4282 \cdot 10^{-2}$
¹⁰ В	10,0129	$1,8443 \cdot 10^{-8}$
¹¹ В	11,0093	$7,5177 \cdot 10^{-8}$

Таблица 27. Атомные плотности стержня РР и трубы канала стержня КО6

Элемент	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
Al	26,9815	$5,7957 \cdot 10^{-2}$
Cu	63,546	$1,2794 \cdot 10^{-4}$
Mg	24,305	$6,0209 \cdot 10^{-1}$
Mn	54,938	$1,0359 \cdot 10^{-4}$
Zn	65,39	$4,9731 \cdot 10^{-5}$
Fe	55,847	$1,4557 \cdot 10^{-4}$
Si	28,0855	$6,9472 \cdot 10^{-4}$
Ti	47,88	$5,0939 \cdot 10^{-5}$
Cr	51,996	$7,8178 \cdot 10^{-6}$

Стержни КО, АЗ и НПС. В качестве поглотителя стержней КО, АЗ и НПС используется карбид бора В₄С, имеющий плотность 1,56 г/см³. Конструкционные элементы стержня изготовлены из нержавеющей стали 12Х18Н10Т с плотностью 7,9 г/см³. Атомные плотности материалов поглощающих стержней КО, АЗ и НПС даны в табл. 28 и 29.

Таблица 28. Атомные плотности карбида бора в стержнях КО, АЗ и НПС

Изо топ	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
С	12,011	$1,7000 \cdot 10^{-2}$
¹⁰ В	10,0129	$1,3396 \cdot 10^{-2}$
¹¹ В	11,0093	$5,4603 \cdot 10^{-2}$

Таблица 29. Атомные плотности нержавеющей стали в стержнях КО, АЗ и НПС

Элемент	Атомная масса, А	Атомная плотность, атом/(барн·см)
Fe	55,847	$5,8251 \cdot 10^{-2}$
Cr	51,996	$1,6469 \cdot 10^{-2}$
Ni	58,69	$8,1061 \cdot 10^{-3}$
Ti	47,88	$6,9553 \cdot 10^{-4}$
Mn	54,938	$1,7319 \cdot 10^{-3}$
Si	28,0855	$1,3551 \cdot 10^{-3}$
С	12,011	$4,7531 \cdot 10^{-4}$

4.5. *Данные по температуре.* Измеренные значения температуры приведены в табл. 10. Для всех областей критических сборок принято значение $T = 300$ К.

4.6. *Экспериментальные значения k_{eff} для бенчмарк модели.* Максимальная неопределенность экспериментального значения k_{eff} включает в себя неопределенности критического состояния ($\sigma_{crit} = 0,0002\beta_{eff}$), эффективности стержня РР ($\sigma_{pp} = 0,0007\beta_{eff}$) и эффективности стержня КО5 ($\sigma_{КО5} = 0,0099\beta_{eff}$).

Значение эффективной доли запаздывающих нейтронов получено с помощью расчетов по коду MCU (с учетом неопределенности данных о нейтронных сечениях) и оказалось равным $\beta_{eff} = 0,0072 \pm 0,0002(1\sigma)$. Таким образом, неопределенность определения k_{eff} в критическом состоянии составляет

$$\pm \Delta k_{eff}(1\sigma) = \pm \sqrt{\sigma_{crit}^2 + \sigma_{pp}^2 + \sigma_{КО5}^2} \cdot \beta_{eff} = \pm 0,00007.$$

Следовательно, стандартная неопределенность k_{eff} при экспериментальном определении критического состояния сборки является малой величиной ($\pm 0,00007(1\sigma)$) и экспериментальные значения k_{eff} составляют $1,0000 \pm 0,00007(1\sigma)$.

Таким образом, значение k_{eff} для бенчмарк модели для каждой конфигурации критических сборок с учетом неопределенностей, указанных в табл. 12, составит $k_{eff} = 1,0000 \pm 0,0036(1\sigma)$.

5. Результаты расчетов

Значения k_{eff} , полученные при использовании упрощенной модели и кода MCU-REAL метода Монте-Карло с непрерывными по энергии нейтронными данными DLC/MCUDAT-2.2, приведены в табл. 30. Результаты расчетов дают значения k_{eff} в среднем на 0,32 % ниже, чем значения k_{eff} для бенчмарк модели. Тренд, выраженный в возрастании k_{eff} при увеличении высоты активной зоны, предположительно связан с моделированием распределения шаровых ТЭ при помощи регулярной решетки ТЭ. Влияние приближенного учета верхней и нижней

Таблица 30. Результаты расчетов по MCU-REAL с применением библиотеки сечений DLC/MCUDAT-2.2

№ конфигурации	Значения k_{eff}
1	$0,9912 \pm 0,0005(1\sigma)$
2	$0,9936 \pm 0,0005(1\sigma)$
3	$0,9977 \pm 0,0005(1\sigma)$
4	$0,9989 \pm 0,0005(1\sigma)$
5	$1,0006 \pm 0,0005(1\sigma)$

границ активной зоны уменьшается при увеличении высоты активной зоны, что скорее всего приводит к наблюдаемому тренду.

Максимальное отличие наблюдается для конфигурации 1, где результат расчета ниже на 0,84 %, однако это значение находится в пределах 3σ экспериментальной неопределенности.

Заключение

Представлены результаты выполненной работы по оценке бенчмарк экспериментов, проведенных на критических сборках стенда АСТРА, по моделированию нейтронно-физических особенностей ВТГР-М с графитовыми замедлителями и отражателями с использованием МТ с многослойными керамическими покрытиями.

Дано подробное описание стенда АСТРА и основных фрагментов критических сборок (кольцевой активной зоны, графитовых отражателей, шаровых твэлов, МТ с покрытиями, регулирующих ПС, экспериментальных каналов и др.), их геометрических размеров и составов материалов.

Даны результаты экспериментов для различных конфигураций критическихборок и проведены статистические оценки неопределенностей исходных характеристикборок и их парциального влияния на неопределенность критических параметров.

Разработана физическая модель исследованных конфигураций критической сборки. Найдена общая неопределенность эффективного коэффициента размножения нейтронов расчетной бенчмарк модели для пяти рассмотренных экспериментальных конфигураций критическихборок, в k_{eff} составляющая $\pm 0,36(1\sigma)$ %.

На основе предложенной физической модели критическихборок реализована компьютерная модель применительно к разработанной в РНЦ "Курчатовский институт" программе MCU Монте-Карло, по которой проведены расчеты. Результаты расчетов (табл. 30) дают значения k_{eff} в среднем на 0,32 % ниже, чем экспериментальные, что находится в пределах приемлемой неопределенности для бенчмарк экспериментов.

Полученные данные предназначены для верификации проектных нейтронно-физических программ, используемых в расчетах ВТГР.

Список литературы

1. Александров А.П., Пономарев-Степной Н.Н. Атомная энергетика и научно-технический прогресс. В кн.: Атомной энергетике XX лет. М.: Атомиздат, 1974, с. 205–213.

2. Кирюшин А.И., Пономарев-Степной Н.Н., Глушков Е.С. и др. Роль и место газоохлаждаемых реакторов в структуре ядерного энергоснабжения // Атомная энергия, 1999, т. 87, вып. 2, с. 87–91.

3. Гребенник В.Н., Кухаркин Н.Е., Пономарев-Степной Н.Н. Высокотемпературные газоохлаждаемые реакторы – инновационное направление развития атомной энергетики. М.: Энергоатомиздат, 2008. (Физико-технические проблемы ядерной энергетики).

4. Kiryushin A.I., Ponomarev-Stepnoi N.N., Glushkov E.S. et al. Project of the GT-MHR high-temperature helium reactor with gas turbine // Nucl. Eng. and Des., 1997, v. 173, pp. 119–129.

5. Mulder E.J. Pebble Bed Reactor with Equalized Core Power Distribution Inherently Safe and Simple, Forschungszentrum Jülich, JÜL-3632, Jan. 1999.

6. Глушков Е.С., Компаниец Г.В., Пономарев-Степной Н.Н., Фомиченко П.А. Физика высокотемпературных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 2008. (Физико-технические проблемы ядерной энергетики).

7. Пономарев-Степной Н.Н., Кухаркин Н.Е., Глушков Е.С. и др. Эксперименты на критическом стенде АСТРА в обоснование нейтронно-физических параметров ВТГР модульного типа. Препринт ИАЭ-6340/4, 2004.

8. Ponomarev-Stepnoi N.N., Kukharkin N.E., Glushkov E.S. et al. Experiments on HTR criticality parameters at the ASTRA facility of the Kurchatov Institute // Nucl. Eng. and Des., June 2003, v. 222, pp. 215–229.

9. Bakulin S.V., Garin V.P., Glushkov E.S. et al. Study of HTGR Nuclear Safety at the GROG and ASTRA Facilities / In: Proc. of the Fifth Int. Conf. on Nuclear Criticality Safety, Albuquerque, USA, 1995, 17-21 Sept., v.1, pp. 18–24.

10. Пономарев-Степной Н.Н., Брызгалов В.И., Глушков Е.С. и др. Использование программы MCU для анализа результатов критических экспериментов с шаровыми твэлами ВТГР на стенде "Астра" // Атомная энергия, 2004, т. 97, вып. 4, с. 243–252.

11. Ponomarev-Stepnoi N.N., Glushkov E.S., Companiets G.V. et al. Graphite Annular Core Assemblies with Spherical Fuel Elements Containing Coated UO₂ Fuel Particles. NEA/NCS/DOC (95)03/III / In: Int. Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments, 2007, IEU-COMP-THERM-008, v. 3, p. 60.

12. Носов В.И., Глушков Е.С., Глушков А.Е. и др. Использование методов математической статистики для обработки информации по характеристикам микротоплива твэлов ВТГР. Препринт ИАЭ-6360/4, 2005.

13. Носов В.И., Компаниец Г.В., Воробьев И.И. и др. Статистическая обработка результатов измерения реактивности на критических сборках с помощью процедур дисперсионно-регрессионного анализа. Препринт ИАЭ-5720/4, 1994.

14. Пономарев-Степной Н.Н., Глушков Е.С., Гарин В.П. и др. Статистическая обработка характеристик шаровых тепловыделяющих, графитовых и поглощающих элементов ВТГР для стенда АСТРА // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2008, вып. 2, с. 82–93.
15. Merkin V.I. First Nuclear Reactor on the Eurasian Continent / In: Proc. of the Fifth Int. Conf. on Nuclear Criticality Safety, Albuquerque, USA, 1995, 17-21 Sept., v. 1, pp. 3–11.
16. Пономарев-Степной Н.Н., Глушков Е.С., Компаниец Г.В. и др. Физические характеристики реакторного графита // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2008, вып. 2, с. 57–82.
17. Askew J.R., Fayers F.J., Kemshell F.B. A General Description of the Lattice Code WIMS // J. Brit. Nucl. Energy Soc., 1966, vol. 5, No. 4, pp. 564–585.
18. Abagian L.P., Alekseev N.I., Bryzgalov V.I. et al. MCU-RFFI. A Software with DLC/MCUDAT-1.0 Nuclear Data Library, Applicant and Developer – RRC Kurchatov Institute, Certificate Number PC No 61 of 10.17.96, Russian Federal Agency for Supervision of Nuclear and Radiation Safety, Moscow, 1996.
19. Abagian L.P., Alekseev N.I., Bryzgalov V.I. et al. MCU Monte Carlo Code for Nuclear Reactor Calculations. Verification. Preprint IAE-5751/5, 1994.
20. Gomin E.A., Maiorov L.V. The MCU-RFFI Monte Carlo Code for Reactor Design Applications / In: Proc. of Int. Conf. on Mathematics and Computation, Reactor Physics, and Environmental Analyses, Portland OR, USA, 1995, April 30-May 4, v. 2, pp. 1136–1141.
21. Gurevich M.I., Bryzgalov V.I. The Neutrons Flux Density Calculation by Monte-Carlo Code for the Double Heterogeneity Fuel / In: Proc. of the Int. Conf. on Reactor Physics and Reactor Computations, Tel-Aviv, 1994, 23-26 January, pp. 190–196.
22. Selected Reference Material United States Atomic Energy Program. Volume Two, Reactor Handbook: Physics. United States of America. Geneva: August 1955.
23. Глушков Е.С., Гарин В.П., Глушков А.Е. и др. Статистический анализ паспортных данных микро-топлива твэлов ВТГР // Атомная энергия, 2007, т. 103, вып. 4, с. 237–241.

Контактная информация об авторах статьи –

- Гарин Владимир Петрович, в. н. с., тел.: (499)196-95-17, e-mail: garin@dhtp.kiae.ru;
- Глушков Алексей Евгеньевич, с. н. с., тел.: (499)196-71-44, e-mail: aeg@dhtp.kiae.ru;
- Глушков Евгений Серафимович, г. н. с., тел.: (499)196-98-21, e-mail: glushkov@adis.vver.kiae.ru;
- Гомин Евгений Алексеевич, нач. отдела, тел.: (499)196-98-11, e-mail: gomin@adis.vver.kiae.ru;
- Гуревич Михаил Исаевич, г. н. с., тел.: (499)196-98-11, e-mail: gurevich@adis.vver.kiae.ru;
- Зимин Александр Алексеевич, с. н. с., тел.: (499)196-71-23, e-mail: ZIMIN_51@mail.ru;
- Компаниец Георгий Васильевич, нач. лаб., тел.: (499)196-98-73, e-mail: kotpan@adis.vver.kiae.ru;
- Кухаркин Николай Евгеньевич, советник директора РНЦ “Курчатовский институт”, тел.: (499)196-94-42, e-mail: tm@adis.vver.kiae.ru;
- Лобынцев Вячеслав Андреевич, с. н. с., тел.: (499)196-71-23;
- Носов Виталий Иванович, в. н. с., тел.: (499)196-92-91, e-mail: rpp@adis.vver.kiae.ru;
- Поляков Дмитрий Николаевич, гл. специалист, тел.: (499)196-91-23, e-mail: pol@adis.vver.kiae.ru;
- Пономарев-Степной Николай Николаевич, почетный вице-президент РНЦ “Курчатовский институт”, тел.: (499)196-90-66, e-mail: niknik@kiae.ru;
- Смирнов Олег Николаевич, в. н. с., тел.: (499)196-98-21;
- Тельковская Ольга Всеволодовна, с. н. с., тел.: (499)196-94-89;
- Чуняев Евгений Иванович, гл. инженер комплекса “Р”, тел.: (499)196-92-91, e-mail: Tchun@dhtp.kiae.ru

**Расчетно-экспериментальные исследования на критическом стенде АСТРА
по профилированию полей энерговыделения в модульном ВТГР
с кольцевой активной зоной**

*В.Ф. Бояринов, В.П. Гарин, Е.С. Глушков, А.А. Зимин, Г.В. Компаниец,
В.А. Невиница, Д.Н. Поляков, А.С. Пономарев, Н.Н. Пономарев-Степной,
О.Н. Смирнов, П.А. Фомиченко, Е.И. Чуняев,*

РНИЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1,

Е.В. Марова, Ю.П. Сухарев,

ОАО "ОКБМ АФРИКАНТОВ", 603074, г. Нижний Новгород, Бурнаковский проезд, 15

Поступила в редакцию 06.11.2008 г.

Представлены результаты расчетно-экспериментальных исследований по профилированию пространственного распределения скорости реакции деления ^{235}U в критической сборке с кольцевой активной зоной при помощи поглощающих профилирующих элементов (ППЭ), введенных во внутренний графитовый отражатель. Расчетный анализ выполнялся с помощью программ, предназначенных для проектных расчетов реактора типа ВТГР.

Ключевые слова: скорости реакций деления, высокотемпературный газовый реактор, критический стенд АСТРА, внутренний отражатель.

Experimental and Computational Study of Profiling Power Density Distribution in Modular HTGR with Annular Core, Made on ASTRA Critical Facility. V.F. Boyarinov, V.P. Garin, E.S. Glushkov, A.A. Zimin, G.V. Kompaniets, V.A. Nevinitisa, D.N. Polyakov, A.S. Ponomarev, N.N. Ponomarev-Stepnoi, O.N. Smirnov, P.A. Fomichenko, E.I. Chunyaev, RRC KI, Kurchatov Sq., 1, Moscow, 123182. E.V. Marova, Yu.P. Sukharev, Joint Stock Company "Afrikantov OKB Mechanical Engineering", Burnakovsky proezd, 15, Nizhny Novgorod, 603074. Paper presents the results of experimental and computational study on spatial distribution of ^{235}U fission rate in critical assembly with annular core and poison profiling elements, placed into inner reflector (made of graphite) at the boundary with core. Computational analysis of experimental data, presented in paper, is fulfilled with application of design codes, involved in HTGR design calculations.

Key words: Fission Reactions Rates, High Temperature Gas Cooled Reactor, ASTRA Critical Facility, Inner Reflector.

Введение

В настоящее время в мире ведутся разработки ВТГР модульного типа (ВТГР-М) с газовой турбиной, таких как RBMR с шаровыми топливными элементами (ЮАР) [1] и ГТ-МГР с призматическими ТВС (США, Россия, Франция, Япония) [2]. Реакторы такого типа обладают принципиальными преимуществами по безопасности, связанными с отсутствием плавления активной зоны при авариях с потерей теплоносителя.

Наличие кольцевой активной зоны в упомянутых проектах реакторов обуславливает высокую неравномерность распределения энерговыделения в активной зоне с наличием максимумов на границах активной зоны с внутренним и боковым графитовыми отражателями.

В проектных исследованиях ВТГР возможно рассмотрение следующих концепций выравнивания энерговыделения:

- размещением во внутреннем отражателе "тяжелых" поглощающих стержней ($6...7 \beta_{\text{эф}}$) [3];
- размещением ППЭ на границе активной зоны и отражателя;

– профилированием обогащения и содержания выгорающего поглотителя внешнего слоя ТВС, прилежащих к отражателям.

Расчетно-экспериментальное исследование возможности выравнивания полей энерговыделения при помощи размещения во внутреннем отражателе органов СУЗ, обладающих большим весом, выполнено в РНИЦ "Курчатовский институт" на критическом стенде "АСТРА" [3].

Настоящая работа является продолжением исследований по выравниванию полей энерговыделения в активной зоне реактора типа ВТГР с кольцевой активной зоной. В ней представлены результаты расчетно-экспериментальных исследований на критическом стенде "АСТРА" по выравниванию полей энерговыделения при помощи размещения не обладающих большим весом ППЭ во внутреннем отражателе на границе с активной зоной.

1. Эксперименты по выравниванию полей энерговыделения

В проведенных экспериментах активная зона критической сборки представляла собой

кольцевую засыпку шаровых топливных элементов на основе диоксида урана (рис. 1). При такой компоновке графитовый отражатель располагается как внутри, так и снаружи активной зоны.

Исследование влияния ППЭ, размещенных во внутреннем отражателе, на характер радиальной неравномерности распределения скоростей реакций деления ^{235}U проводилось поэтапно. На первом этапе в пространство между внешним и внутренним отражателями загружалось количество шаровых твэлов, достаточное для достижения критического состояния с минимальным запасом реактивности. В этом состоянии проведены измерения скоростей реакций деления ^{235}U по высоте и радиусу сборки (по направлению 8, см. рис. 1).

Для обеспечения безопасности при дальнейшей достройке сборки выполнены измерения эффективности органов регулирования и определение их градуировочных характеристик. В ходе дальнейших экспериментов во внутреннем отражателе на границе с активной зоной попарно устанавливались ППЭ (всего 8), добавлялось необходимое для достижения критичности количество шаровых топливных элементов, после чего измерения повторялись. В последней экспериментальной конфигурации установлен верхний отражатель и кроме размещенных во внутреннем отражателе ППЭ во

внешний отражатель введены органы СУЗ КО3 КО3 (полностью) и КО5 (частично). Позиции органов СУЗ показаны на рис. 1.

2. Расчетные исследования

Расчетный анализ экспериментов по изменению распределений скоростей реакций деления проводился при помощи инженерных программных средств JAR [4, 5] (модифицированной для расчета тепловых реакторов) и WIMS-D4 [6...8], применяемых в проектных расчетах реакторов типа ВТГР-М.

Расчеты по программе JAR проводились в 13-групповом приближении при использовании макро- и микроскопических (для расчета распределений скоростей реакций) констант, подготовленных при помощи программы WIMS-D4. При подготовке констант для области энергий ниже 4 эВ учитывалась термализация нейтронов. Шаг расчетной сетки в плане равен 2,5 см, что соответствовало 100 точкам на графитовый блок отражателя размером 25×25 см. Аксиальное разбиение расчетной сетки было неравномерным.

В ходе подготовки 13-групповых макро-микроскопических констант для различных элементов компоновки критической сборки особое внимание обращалось на учет прострелов нейтронов в графитовых блоках с аксиальным ка-

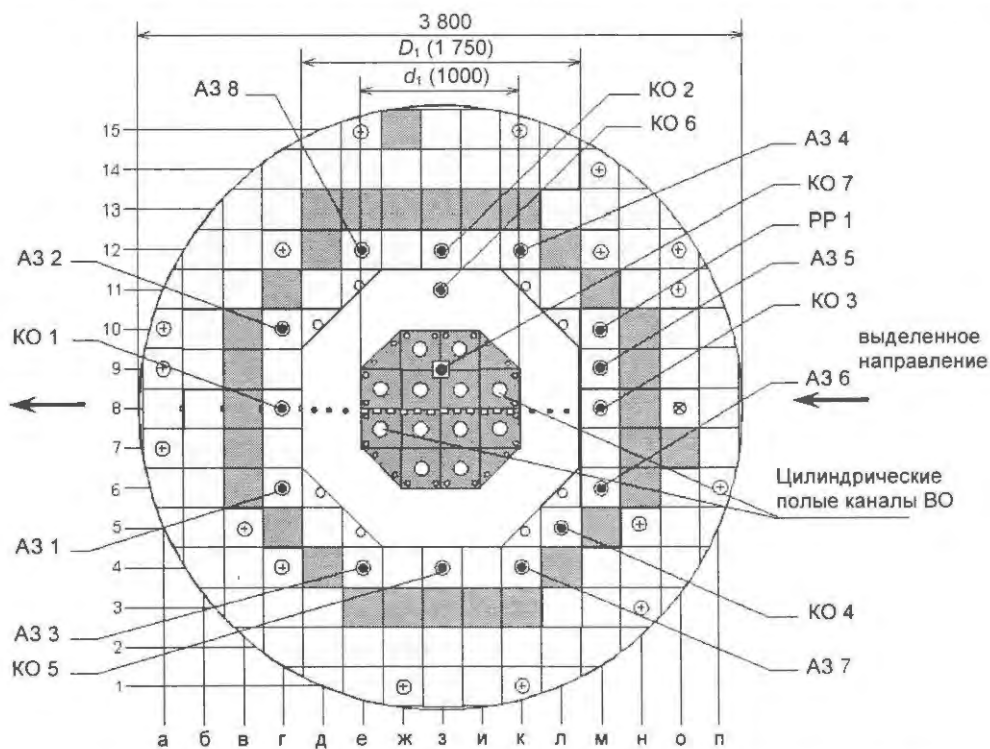


Рис. 1. Схема поперечного сечения критической сборки с кольцевой активной зоной на стенде АСТРА: КО1...КО7 – компенсирующие органы регулирования; АЗ1...АЗ8 – органы аварийной защиты; РР – орган ручного регулирования; заштрихованные области в боковом отражателе – графитовые блоки без отверстий

налом цилиндрической формы, в каналах для органов СУЗ, в каналах с введенными органами СУЗ, в засыпке шаровых топливных и графитовых (в верхнем отражателе) элементов.

В расчетах по программе JAR применялись два набора коэффициентов диффузии. Первый набор коэффициентов диффузии, предназначенный для учета утечки нейтронов в радиальном направлении, подготовлен при помощи программы WIMS-D4 стандартным образом, т.е. путем усреднения по зонам эквивалентной ячейки транспортногo сечения с весовыми факторами плотности потока нейтронов и объемов зон. Другой набор коэффициентов диффузии, предназначенный для учета утечки нейтронов в аксиальном направлении (через цилиндрический канал в блоках графитового отражателя и в каналах органов СУЗ), подготовлен при помощи опции ARIADNE программы WIMS-D4.

Различие между радиальными (поперечными) и аксиальными (продольными) коэффициентами диффузии учитывалось в программе JAR при решении конечно-разностного уравнения диффузии нейтронов.

В настоящей работе из семи экспериментальных конфигураций рассматриваются три наиболее характерные конфигурации критического стенда АСТРА.

- 1) *Конфигурация 1А.* Во внутреннем отражателе ППЭ нет. Пространство между внутренним и боковым отражателями заполнено шаровыми твэлами.
- 2) *Конфигурация 5А.* Во внутреннем отражателе установлены 8 ППЭ. Для сохранения критичности увеличена высота засыпки шаровых твэлов.
- 3) *Конфигурация 7А.* Во внутреннем отражателе установлены 8 ППЭ. Во внешнем отражателе введены органы СУЗ: КОЗ полностью, КО5 наполовину (рис. 1). Высота шаровой засыпки еще раз увеличена, установлен верхний отражатель из шаровых графитовых элементов.

Ниже (в табл. 1...3) приводятся результаты расчетного анализа экспериментов по измерению радиальных распределений скоростей реакций деления ^{235}U , а сами распределения скоростей реакций деления показаны на рис. 2...5 (первая и вторая страницы цветной вкладки). При анализе отклонений экспериментальные (Э) и расчетные (Р) значения нормированы на среднее значение.

Таблица 1. Скорости реакции деления урана-235 в выделенном радиальном направлении (рис. 1) измерений (относительные единицы) в конфигурации 1А

R*, см	Э	Р	(Р-Э)/Э, %
↓Боковой отражатель↓			
50	0,418	0,433	3,6
75	0,787	0,769	-2,3
100	0,734	0,733	-0,1
↓Активная зона↓			
108,5	0,687	0,669	-2,6
118,5	0,708	0,678	-4,1
128,5	0,794	0,769	-3,2
↓Внутренний отражатель↓			
139	0,928	1,002	8,0
147,3	1,120	1,213	8,3
155,6	1,357	1,338	-1,4
164	1,392	1,427	2,5
172,3	1,531	1,462	-4,5
180,5	1,440	1,478	2,6
197,3	1,512	1,469	-2,8
205,6	1,464	1,449	-1,0
214	1,421	1,394	-1,9
222,3	1,268	1,294	2,0
230,6	1,241	1,152	-7,2
↓Активная зона↓			
246,5	0,758	0,761	0,4
256,5	0,684	0,670	-2,1
266,5	0,660	0,660	-0,1

*расстояние от наружной поверхности бокового отражателя (слева)

Заключение

В ходе расчетно-экспериментального исследования на критическом стенде АСТРА показано, что эффект выравнивания полей энерговыделения (скоростей деления урана-235) в кольцевой активной зоне модульного реактора типа ВТГР в определенной степени достигается при установке ППЭ во внутреннем отражателе на границе с активной зоной (конфигурация 5А на рис. 5).

Анализ расхождений результатов расчета и эксперимента показывает, что максимальные отклонения рассчитанных значений скоростей реакции деления от экспериментальных значений не превышают 5...7 % за исключением двух точек во внутреннем отражателе в случае конфигурации 1А, где величины отклонений достигают 8 %. При этом величина расхождений не превышает 7 % даже в том случае (конфигурация 7А), когда в непосредственной близости от мест проведения измерений (рис. 1)

Т а б л и ц а 2. Скорости реакции деления урана-235 в выделенном радиальном направлении (рис. 1) измерений (относительные единицы) в конфигурации 5А

R*, см	Э	P	(P-Э)/Э, %
↓Боковой отражатель↓			
50	0,522	0,507	-2,8
75	0,834	0,874	4,8
100	0,790	0,800	1,3
↓Активная зона↓			
108,5	0,705	0,708	0,4
118,5	0,706	0,684	-3,1
128,5	0,761	0,733	-3,8
↓Внутренний отражатель↓			
139	0,931	0,918	-1,4
147,3	1,124	1,108	-1,4
155,6	1,197	1,247	4,2
164	1,357	1,362	0,4
172,3	1,395	1,417	1,6
180,5	1,441	1,443	0,1
189	1,438	1,451	1,0
197,3	1,433	1,434	0,1
205,6	1,424	1,402	-1,5
214	1,271	1,325	4,3
222,3	1,245	1,201	-3,5
230,6	1,087	1,054	-3,0
↓Активная зона↓			
246,5	0,769	0,730	-5,1
256,5	0,703	0,681	-3,3
266,5	0,740	0,703	-5,0

*расстояние от наружной поверхности бокового отражателя (слева)

Т а б л и ц а 3. Скорости реакции деления урана-235 в выделенном радиальном направлении (рис. 1) измерений (относительные единицы) в конфигурации 7А

R*, см	Э	P	(P-Э)/Э, %
↓Боковой отражатель↓			
50	0,589	0,590	0,1
75	0,943	1,008	6,9
100	0,893	0,914	2,3
↓Активная зона↓			
108,5	0,790	0,804	1,8
118,5	0,755	0,770	2,0
128,5	0,825	0,817	-1,0
↓Внутренний отражатель↓			
139	0,987	1,010	2,3
147,3	1,194	1,206	1,0
155,6	1,340	1,342	0,1
164	1,435	1,443	0,6
172,3	1,475	1,479	0,3
180,5	1,482	1,481	-0,1
189	1,504	1,458	-3,0
197,3	1,417	1,408	-0,6
205,6	1,393	1,345	-3,4
214	1,266	1,233	-2,6
222,3	1,150	1,084	-5,7
230,6	0,958	0,918	-4,1
↓Активная зона↓			
246,5	0,543	0,569	4,7
256,5	0,497	0,470	-5,5
266,5	0,424	0,395	-6,9

*расстояние от наружной поверхности бокового отражателя (слева)

введен орган регулирования КОЗ, обладающий достаточно большим весом (более 3 β_{эфф}).

С учетом того, что погрешность эксперимента не превышала величину 5 %, следует отметить, что результаты расчета незначительно превышают экспериментальную погрешность.

Обсуждение результатов расчетно-экспериментальных исследований по профилированию полей энерговыделения в модульном реакторе типа ВТГР с кольцевой активной зоной состоялось в рамках XV семинара по проблемам физики реакторов, организованного МИФИ [9].

Список литературы

1. *Mulder E.J.* Pebble Bed Reactor with Equalized Core Power Distribution Inherently Safe and Simple, Forschungszentrum Jülich, JÜL-3632, Jan. 1999.
2. *Kiriushin A.I., Ponomarev-Stepnoi N.N., Glushkov E.S. et al.* Project of the GT-MHR high-temperature

helium reactor with gas turbine // Nuclear Engineering and Design, 173 (1997), pp. 119–129.

3. *Бояринов В.Ф., Глушков Е.С., Гомин Е.А., Компаниец Г.В., Крутов А.М., Невиница В.А., Фомиченко П.А., Марова Е.В., Сухарев Ю.П.* Расчетное моделирование экспериментов на критическом стенде АСТРА по изучению физических особенностей ВТГР с кольцевой активной зоной // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2006, вып. 1, с. 120–128.
4. *Ярославцева Л.Н.* Комплекс программ JARB для расчета нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов", 1983, вып. 8 (37), с. 41–43.
5. *Ярославцева Л.Н., Фомиченко П.А., Алексеев П.Н.* Верификация стационарных и нестационарных алгоритмов в комплексе JAR. В кн.: Алгоритмы и программы для нейтронно-физических расчетов ядерных реакторов (Нейтроника-92), Обнинск, 1994. С. 34–37.
6. *Askew J.R. et al.* A General Description of the Lattice Code WIMS. JBWES, Oct., 1966.

7. *WIMSD5*, NEA Data Bank Documentation, No. 1507/02, 1996.
8. *WLUP* – WIMS Library Update. IAEA Final Report of a Coordinated Research Project, 2003.
9. **Бояринов В.Ф., Глушков Е.С., Зимин А.А., Компаниец Г.В., Невиница В.А., Марова Е.В., Поляков Д.Н., Пономарев А.С., Сухарев Ю.П., Фомиченко П.А.** Профилирование полей энерговыделения в модульном высокотемпературном газовом реакторе с кольцевой активной зоной. В кн.: Актуальные проблемы физики ядерных реакторов – эффективность, безопасность, нераспространение / Материалы XV семинара по проблемам физики реакторов, Москва, МИФИ, 2-6 сентября 2008. С. 156–158.

Контактная информация об авторах статьи –
Бояринов Виктор Федорович, нач. лаб., тел.: (499)196-94-09, e-mail: boyarinov@dhtp.kiae.ru;
Невиница Владимир Анатольевич, ученый секр., тел.: (499)196-70-16, e-mail: neva@dhtp.kiae.ru;
Фомиченко Петр Анатольевич, нач. отдела, тел.: (499)196-74-79, e-mail: pf@dhtp.kiae.ru

Компаниец Георгий Васильевич, нач. лаб., тел.: (499)196-98-73, e-mail: kompan@adis.vver.kiae.ru;
Глушков Евгений Серафимович, з.н.с., тел.: (499)196-98-21, e-mail: glushkov@adis.vver.kiae.ru;
Пономарев Александр Сергеевич, м.н.с., тел.: (499)196-70-16, e-mail: asp@dhtp.kiae.ru;
Смирнов Олег Николаевич, с.н.с., тел.: (499)196-98-21;
Зимин Александр Алексеевич, зам. нач. лаб., тел.: (499)196-71-23;
Поляков Дмитрий Николаевич, нач. лаб., тел.: (499)196-71-23, e-mail: pol@adis.vver.kiae.ru;
Чуняев Евгений Иванович, нач. критических стендов, тел.: (499)196-91-05;
Гарин Владимир Петрович, в.н.с., тел.: (499)196-95-17;
Сухарев Юрий Петрович, гл. специалист, тел.: (8312)46-94-40;
Марова Елена Викторовна, инженер-конструктор I категории, тел.: (8312)46-94-40, e-mail: marova@okbm.nnov.ru;
Пономарев-Степной Николай Николаевич, почетный вице-президент РНЦ КИ, тел.: (499)196-90-66, e-mail: niknik@kiae.ru

УДК 621.039.518.4

Исследование возможности проведения экспериментов на модернизированном критическом стенде АСТРА при нагреве

Н.Н. Пономарев-Степной, Е.С. Глушков, А.Е. Глушков, Г.В. Компаниец, Н.Е. Кухаркин, В.И. Носов, О.Н. Смирнов, В.Ф. Бояринов, А.Л. Баланин, В.А. Невиница, А.А. Седов, А.С. Субботин, П.А. Фомиченко,
 РНЦ “Курчатовский институт”, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

Поступила в редакцию 06.11.2008 г.

Изложено расчетно-аналитическое обоснование возможности проведения нейтронно-физических экспериментов при повышенных температурах на критической сборке с кольцевой активной зоной (а.з.), моделирующей на стенде АСТРА физические особенности реактора ВТГР-М. Выбраны программные расчетные коды и описана расчетная модель сборки. Сделан анализ результатов нейтронно-физических расчетов.

Ключевые слова: графитовая критическая сборка, кольцевая активная зона, шаровые топливные элементы, микротопливо, физическая модель, анализ результатов расчета.

Investigation of Possibility of Performing Experiments at Modernized ASTRA Critical Facility with Heating. N.N. Ponomarev-Stepnoi, E.S. Glushkov, A.E. Glushkov, G.V. Kompaniets, N.E. Kukharkin, V.I. Nosov, O.N. Smirnov, V.F. Boyarinov, A.L. Balanin, V.A. Nevinitsa, A.A. Sedov, A.S. Subbotin, P.A. Fomichenko. RRC KI, Kurchatov Sq., 1, Moscow, 123182. Computational and analytical substantiation for possibility of performing neutronics experiments at high temperatures in the annular core critical assembly simulating physics peculiarities of HTGR-M reactor at the ASTRA facility is presented. Computer codes are selected for calculations, and the computational physics model of the assembly is described. Analysis of results of the neutronics calculations is performed.

Key words: Graphite Critical Assembly, Annular Core, Spherical Fuel Elements, Coated Particles, Physical Model, Calculation Results Analysis.

Введение

Высокотемпературные газоохлаждаемые реакторы (ВТГР) модульного типа, а.з. которых состоит из графитовых твэлов, обладают повышенной безопасностью и являются перспек-

тивными для четвертого поколения ядерных энергетических станций [1, 2]. Использование в этих реакторах графитового замедлителя, микротоплива с многослойным покрытием, диспергированного в графитовую матрицу твэла, и инертного теплоносителя (гелия) позволя-

ет получить высокую температуру теплоносителя (примерно 800...900 °С) при высокой надежности и безопасности реакторов этого типа.

В течение многих лет в России разрабатывались проекты реакторных установок с ВТГР различного назначения для широкого диапазона мощностей, а также проводились НИР и ОКР в этом направлении. В настоящее время ведется разработка проекта модульного ВТГР-М с гелиевым теплоносителем и прямым газотурбинным циклом преобразования тепловой энергии в электричество. Применение в этом реакторе кольцевой а.з. и внутреннего графитового отражателя приводит к нейтронно-физическим особенностям, которые необходимо учитывать при его разработке.

Для исследования нейтронной физики ВТГР разработаны и построены критические стенды (АСТРА, ГРОГ и др.) [3...6]. В РИЦ "Курчатовский институт" на критических сборках с кольцевой а.з. стенда АСТРА проведена серия экспериментов с шаровыми твэлами при комнатной температуре [4, 6]. Эти исследования позволили изучить многие особенности физики ВТГР-М, а также верифицировать соответствующие расчетные методы и программы. Однако изменение нейтронно-физических характеристик критическихборок при повышенных температурах экспериментально не исследовалось.

В данной работе представлены основные результаты комплексного расчетно-аналитического исследования в обоснование возможности проведения на стенде АСТРА нейтронно-физических экспериментов при нагреве критическихборок с кольцевой а.з. Выбраны современные программные коды, дано описание расчетной физической модели и сделан анализ полученных результатов вычислений.

1. Краткая характеристика используемых расчетных кодов

Реакторы ВТГР-М с кольцевой а.з. характеризуются следующими основными особенностями, которые необходимо учитывать при выборе программных кодов и базовой физической модели для расчетных исследований [3]:

– наличие топлива в виде частиц с многослойным покрытием, размещенных в графитовой матрице шаровых твэлов [7], приводит к необходимости учета эффекта двойной гетерогенности размещения топлива в а.з. и проверки нейтронно-физических расчетов по результатам интегральных экспериментов с применением твэлов этого типа;

– значительная радиальная неравномерность энергораспределения и наличие максимумов на границах а.з. с внутренним (ВО) и боковым (БО) графитовыми отражателями;

– большое отношение высоты а.з. к ее диаметру ($H/D = 1,5...3$) обуславливает чувствительность высотного энергораспределения к положению регулирующих стержней;

– высокая температура материала а.з. и отражателей;

– зависимость реактивности и эффективности органов регулирования от температуры имеет важное значение при изучении ядерной безопасности реакторов типа ВТГР-М;

– наличие соседних зон с сильно отличающейся пористостью.

На критических сборках стенда АСТРА моделируются практически те же физические особенности ВТГР-М, поэтому при проведении расчетно-аналитического исследования данныхборок используются расчетные коды, которые применяются при проектировании модульных высокотемпературных реакторов с кольцевой а.з.:

– комплекс прецизионных программ MCU, в основе которых лежит использование метода Монте-Карло [8...11];

– инженерный нейтронно-физический код JAR [6, 12] с подготовкой групповых констант по программе WIMS-D4 [13];

– трехмерный код FM-30 [14] для теплофизических расчетов объектов с разной пористостью.

2. Общая характеристика критической сборки с кольцевой а.з.

На рис. 1 приведен общий вид критической сборки на стенде АСТРА с кольцевой а.з., моделирующей нейтронно-физические особенности разрабатываемого в рамках международного проекта реактора ВТГР-М.

В результате проведенного расчетно-аналитического исследования принят вариант нагрева сборки на стенде АСТРА с помощью одного термоэлектрического нагревателя, расположенного по оси критической сборки. На рис. 2 и 3 (вторая страница цветной вкладки) приведены схемы поперечного и продольного сечений сборки с тепловой изоляцией, которая расположена между наружной поверхностью а.з. и сопряженными поверхностями БО и ВО, нижнего (НТО) и верхнего (ВТО) торцевых отражателей.

2.1. Параметры основных элементов сборки. Шаровые топливные элементы (твэлы) представляют собой графитовую матрицу, в

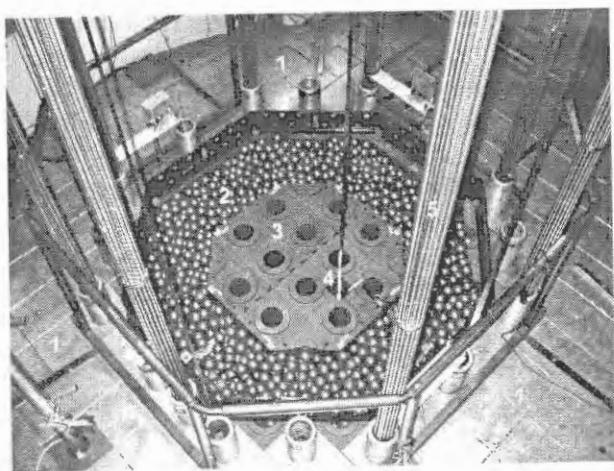


Рис. 1. Общий вид критической сборки с кольцевой а.з., моделирующей реактор ВТГР-М при комнатной температуре: 1 – графитовый БО с верхними крышками; 2 – кольцевая а.з.; 3 – ВО из графитовых блоков; 4 – канал для поглощающего стержня КО7; 5 – поглощающий стержень

центральной части которой равномерно распределены топливные частицы. Наружный диаметр твэла равен 6 см, диаметр топливного сердечника – 5 см. В топливном сердечнике каждого твэла содержится 2,44 г урана в виде распределенных в графитовой матрице частиц микротоплива диаметром 1 059 мкм. Частицы микротоплива с покрытиями имеют сферическую форму и состоят из ядра диаметром 511 мкм из диоксида урана с плотностью 10,27 г/см³ и окружающих его четырех слоев покрытий [7]. Первый буферный слой покрытия толщиной 94 мкм – пироуглерод с плотностью 1,01 г/см³; второй плотный слой толщиной 72 мкм – пироуглерод с плотностью 1,95 г/см³; третий слой толщиной 51 мкм – карбид кремния с плотностью 3,26 г/см³; четвертый внешний плотный слой толщиной 57 мкм – пироуглерод с плотностью 1,89 г/см³.

Шаровые графитовые элементы диаметром 6 см изготовлены из высокочистого реакторного графита путем механической обработки графитовых блоков РБМК. Шаровые графитовые элементы используются в засыпке ВТО. БО наружным диаметром 380 см и высотой 460 см состоит из блоков высокочистого реакторного графита с размерами 25×25 см в сечении. Высота блоков БО составляет 60 см за исключением нижнего слоя, высота которого равна 40 см; высота всех блоков НТО – 40 см. В каждом графитовом блоке имеется канал диаметром 11,4 см, расположенный по вертикальной оси блока, который может заполняться пробкой из высокочистого реакторного графита того же диаметра. Графитовые пробки установлены в части каналов БО, а также во всех каналах НТО и нижнего слоя БО.

На критических сборках стенда АСТРА имеются три группы регулирующих поглощающих стержней в соответствии с их функциональным назначением: группа компенсирующих стержней (8 КС), один стержень ручного регулирования (РР) и группа стержней аварийной защиты (9 АЗ). Каждый из поглощающих стержней выполнен в виде кластера, состоящего из 15 стальных трубок наружным диаметром 1,25 см и толщиной стенки 0,12 см. Трубки заполнены карбидом естественного бора с плотностью 1,56 г/см³ и равномерно распределены по окружности диаметром 7,6 см. Материал трубок – нержавеющая сталь марки 12Х18Н10Т. На стенде АСТРА применяется также стержень РР, представляющий собой двойную трубу из алюминиевого сплава.

2.2. *Радиальное распределение температуры при нагреве сборки.* Анализ результатов теплофизических расчетов показал, что радиальное распределение температур в сборке имеет неравномерный характер как по а.з., так и по ВО и БО. При этом на характер изменения температурного поля влияют следующие факторы: мощность электронагревателя, теплофизические свойства изоляции и учитываемые процессы передачи тепла в сборке. На рис. 4 приводится распределение температуры по радиусу критической сборки с центральным нагревателем и тепловой изоляцией для одного из рассмотренных вариантов.

3. Расчетные нейтронно-физические модели критической сборки стенда АСТРА при нагреве

3.1. *Расчетная модель при использовании программы MCU.* Нейтронно-физические расчеты критической сборки с нагревом проводились по программе MCU с применением двумерной R-Z модели, в которой была возмож-

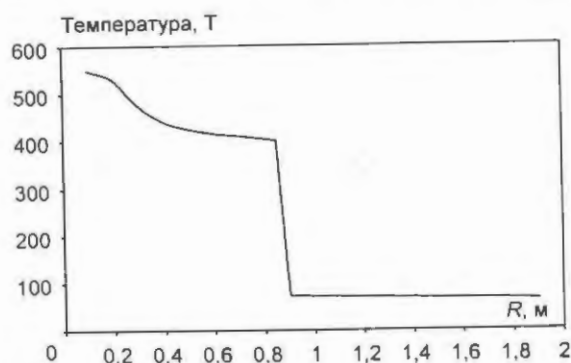


Рис. 4. Распределение температуры T °С по радиусу критической сборки (в центральном сечении)

ность учета нагревателя, тепловой изоляции и вариации таких входных параметров, как размеры и состав а.з., тепловой изоляции, отражателей, положения регулирующих стержней, значений температуры в различных областях реактора и др.

В упрощенной расчетной модели границы зон поперечного сечения исходной сборки (рис. 2) заменялись окружностями с сохранением величин площадей поперечных сечений соответствующих зон. С учетом характера изменения радиального распределения температуры а.з. разбивалась на две коаксиальные области так, что площади сечений обеих частей зоны равны. Граничные радиусы частей а.з. составляют 37,318, 65,657 и 85,024 см. В упрощенной модели а.з. гомогенизировалась за исключением ядер микротоплива, учитываемых непосредственно в MCU с использованием специально разработанной подпрограммы KORN [11]. БО разбивался на три коаксиальные области БО1, БО2, БО3: в БО1 находятся стержневые каналы, БО2 состоит из блоков с пробками, в БО3 располагаются каналы для нейтронных датчиков и ионизационных камер.

На рис. 5 (третья страница цветной вкладки) приведена схема поперечного сечения, принятая в упрощенной расчетной модели критической сборки со следующими геометрическими размерами: $R_{\text{ВО}} = 37,318$ см – радиус ВО, $R_{\text{а.з.}} = 85,024$ см – внешний радиус а.з., $R = 190$ см – внешний радиус БО, $H_{\text{а.з.}} = 300$ см – высота а.з., $H_{\text{НТО}} = 40$ см – высота НТО, $H_{\text{БО}} = 460$ см – высота БО (без учета теплоизоляции).

3.2. Расчетная модель при использовании программного комплекса JAR + WIMS-D4. При проведении расчетов по программе JAR для описания модели в горизонтальном сечении применена квадратная решетка с малым шагом 4,17 см, что соответствует 36-ти расчетным ячейкам на стандартный графитовый блок сборки АСТРА, который имеет размер 25×25 см. Картограмма рассчитываемой сборки приведена на рис. 6 (третья страница цветной вкладки).

При расчетах по программе JAR область изменения энергий нейтронов разбивалась на 13 групп (верхняя граница 13-й группы равна 0,058 эВ). Групповые макроскопические константы подготовлены по программе WIMS-D4 для области температур от 300 до 900 К. Для области энергий ниже 4 эВ (5...13 группы) учитывалась термализация нейтронов.

Различие между радиальными (поперечными) и аксиальными (продольными) коэффици-

циентами диффузии учитывалось в модернизированной программе JAR при решении конечно-разностного уравнения диффузии нейтронов. Для всех элементов компоновки критической сборки, имеющих полость в аксиальном направлении, подготовлено по два набора групповых коэффициентов диффузии. Один из наборов рассчитан стандартным образом при помощи программы WIMS-D4, т.е. путем усреднения по зонам эквивалентной ячейки транспортного сечения с весовыми факторами плотности потоков нейтронов и объемов зон. Другой набор коэффициентов диффузии рассчитывался при помощи опции ARIADNE программы WIMS-D и предназначался исключительно для учета анизотропии утечки нейтронов в аксиальных направлениях.

4. Анализ результатов нейтронно-физических расчетов

4.1. Влияние тепловой изоляции и электронагревателя на реактивность сборки. В процессе проведенного исследования рассматривались различные материалы тепловой изоляции: кирпичи разных марок из шамота; картон теплоизоляционный муллитокремнеземистый КТМ на основе $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{SiO}_2$; огнеупорные теплоизоляционные блоки БКВ, изготовленные из огнеупорного волокна на основе $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{SiO}_2$; муллитокремнеземистый рулонный войлок МКРВ, изготовленный из огнеупорного волокна на основе $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{SiO}_2$ и др.

На данной стадии исследования в качестве материала теплоизоляции выбран шамотный кирпич ШЛ-0,4, поскольку этот материал относительно слабо поглощает нейтроны, обладает малой теплопроводностью и приемлемой для монтажа прочностью. В соответствии с паспортными данными принят следующий исходный состав шамота (% по массе): $\text{SiO}_2 - 55$; $\text{Al}_2\text{O}_3 - 40$; $\text{CaO} - 2$; $\text{MgO} - 1,5$; $\text{Fe}_2\text{O}_3 - 1,5$. В результате проведенного химического анализа в РНЦ "КИ" обнаружены дополнительные следующие нейтронопоглощающие примеси (% по массе): $\text{Ti} - 0,65$; $\text{B} - 0,0034$; $\text{Cd} < 0,0002$; $\text{Sm} < 0,0005$; $\text{Gd} < 0,0005$; $\text{Eu} < 0,0002$; $\text{Mn} < 0,016$; $\text{Li} < 0,003$.

Одним из важных вопросов является оценка влияния на реактивность критической сборки наличия тепловой изоляции и электронагревателя. Оценочные расчеты проводились по R-Z модели критической сборки. Величина реактивности ρ рассчитывалась по следующему соотношению:

$$\rho = (k - k_{\text{вар}})/(kk_{\text{вар}}), \quad (1)$$

Таблица 1. Расчетные оценки по влиянию на реактивность сборки толщины и состава тепловой изоляции (шамот ШЛ-0,4)

Вариант	Состав тепловой изоляции	Толщина тепловой изоляции, см	Реактивность ρ , %
1	Паспортные данные	5	—
2	Паспортные данные	6	-1,42
3	Паспортные данные + примесь В	5	-1,11
4	Паспортные данные + все примеси	5	-2,36

где k — эффективный коэффициент размножения для исходного состояния, $k_{\text{вар}}$ — для рассматриваемого варианта.

При размещении в сборку теплоизоляции из шамота ШЛ-0,4 в предусмотренный для этого зазор с воздушной атмосферой расчетная величина изменения реактивности составила $\rho = -1,47\%$ (состав шамота — паспортные данные). Этот эффект обусловлен заметным поглощением нейтронов в материале теплоизоляции по сравнению с утечкой нейтронов через зазор и поглощением нейтронов в воздухе.

При размещении в сборке с теплоизоляцией электронагревателя, расположенного по центральной оси ВО в пределах высоты а.з., расчетная величина изменения реактивности составила $\rho = -1,39\%$. В расчетной модели нагреватель представлял собой полый цилиндр из нержавеющей стали 12Х18Н10Т наружным диаметром 8 см и толщиной стенки 0,5 см, внутри которого находился стальной стержень диаметром 3,4 см.

Исследовался также вопрос влияния толщины и состава теплоизоляции на реактивность сборки. В табл. 1 приведены результаты проведенных вариантных расчетов по программе MSU.

Как видно из данных табл. 1, при увеличении толщины теплоизоляции на 1 см изменение реактивности составляет $\rho = -1,42\%$, т.е. реактивность сборки весьма чувствительна к толщине теплоизоляции, в связи с чем необходимо строго регламентировать толщину тепловой изоляции.

Учет всех дополнительно обнаруженных в химическом анализе нейтронопоглощающих примесей в шамоте теплоизоляции приводит к изменению реактивности на $\rho = -2,36\%$. Таким образом, даже небольшое содержание примесей в шамоте, которые имеют большое сечение поглощения, дает существенное уменьшение реактивности сборки при постановке в нее данного материала теплоизоляции. В связи с

этим при определении содержания дополнительных нейтронопоглощающих примесей в материалах теплоизоляции необходимо увеличить точность лабораторных химических анализов, а также использовать специальные неразрушающие методы нейтронно-физического взвешивания образцов исследуемых материалов теплоизоляции.

4.2. *Эффективность поглощающих стержней.* Под эффективностью поглощающего стержня (группы стержней) понимается изменение реактивности сборки при погружении стержня или группы стержней в соответствующие каналы БО (БО1). Поскольку температурное поле при нагреве сборки имеет существенно неравномерный характер, при проведении нейтронно-физических расчетов использовано распределение температур по зонам сборки, полученное в теплофизических расчетах (табл. 2).

Таблица 2. Распределение температуры по зонам критической сборки при ее нагреве

Зона критической сборки	Температура, К	
	Комнатная температура, T_0	Температура при нагреве, T
Электронагреватель	300	900
ВО	300	873
А.з. 1	300	773
А.з. 2	300	723
Теплоизоляция (шамот)	300	548
ВТО	300	500
БО 1	300	373
БО 2	300	333
БО 3	300	313
НТО	300	300

Т а б л и ц а 3. Результаты расчета эффективности поглощающих стержней при комнатной T_0 и повышенной T температурах сборки

Вариант n	Положение стержней в сборке	Эффективность стержней ρ , %		
		Температура T_0		Температура T
		Группа стержней	Один стержень*	Группа стержней
1	Все стержни извлечены	—	—	—
2	3 стержня погружены	- 5,35	- 1,78	- 6,39
3	6 стержней погружены	- 10,96	- 1,82	- 13,09
4	15 стержней погружены	- 22,68	- 1,51	- 26,98
5	18 стержней погружены	- 26,22	- 1,46	—

*Средняя эффективность одного стержня в группе стержней.

Расчет эффективности поглощающих стержней в критической сборке проводился как при комнатной температуре T_0 , так и различных значениях температуры T по зонам модели критической сборки. В табл. 3 приведены рассчитанные значения эффективности стержней при комнатной температуре и в горячем состоянии сборки. Величина эффективности ρ стержней оценивалась по соотношению (1), где в данном случае k — эффективный коэффициент размножения сборки с извлеченными стержнями, а $k_{вар}$ — с введенной в сборку группой стержней.

Из расчетных данных, приведенных в табл. 3, следует, что средняя эффективность одного стержня уменьшается при большом числе погружаемых стержней в сборку, что связано с явлением интерференции поглощающих стержней (коэффициент интерференции меньше единицы). Расчет эффективности стержней в разогретой сборке показал, что эффективность соответствующих групп поглощающих стержней увеличивается примерно на 20 % по сравнению с их эффективностью при комнатной температуре ($T_0 = 300$ К).

4.3. Температурные эффекты реактивности. Под температурным эффектом понимается изменение реактивности при нагреве всей сборки или ее фрагментов: а.з., ВО, БО или отдельных их частей. На рис. 7 приведены рассчитанные по программе MSU зависимости реактивности ρ от температуры T при равномерном разогреве всей сборки или отдельных ее фрагментов. Расчеты проводились для сборки при извлечении всех 18-ти поглощающих стержней из каналов БО. Оценка реактивности производилась по соотношению $\rho_T = (k_T - k_{T_0}) / (k_T k_{T_0})$, где k_{T_0} — эффективный коэффициент размножения нейтронов сборки при комнатной

температуре, k_T — при заданной температуре T всей сборки или отдельных ее фрагментов. Из анализа приведенных на рис. 7 зависимостей следует, что температурные эффекты реактивности для ВО и БО характеризуются небольшими положительными величинами, которые существенно меньше абсолютных значений отрицательного температурного эффекта а.з.

Проведены расчеты эффектов реактивности при равномерном разогреве только внутренней и внешней частей а.з. (а.з. 1 и а.з. 2, соответственно). Из анализа полученных зависимостей на рис. 8 следует, что температурные эффекты реактивности имеют отрицательные значения при разогреве как а.з. 1, так и а.з. 2. При этом вклад в температурный эффект реактивности от разогрева а.з. 1 больше по абсолютной величине, чем вклад а.з. 2.

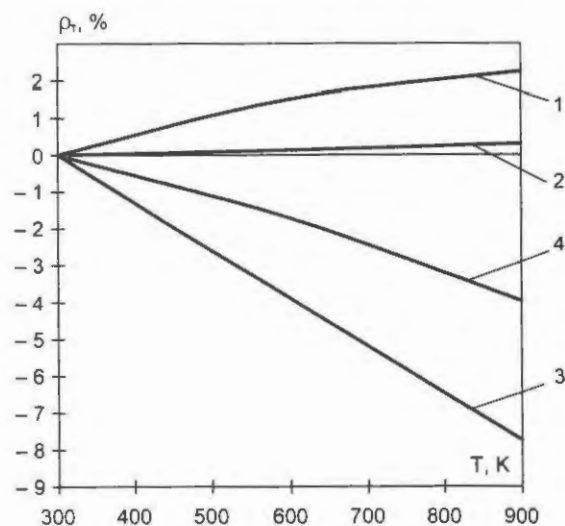


Рис. 7. Температурный эффект реактивности ρ_T при равномерном нагреве различных фрагментов критической сборки с извлеченными поглощающими стержнями: 1 — разогрев только БО; 2 — разогрев только ВО; 3 — разогрев только а.з.; 4 — равномерный разогрев всех фрагментов сборки

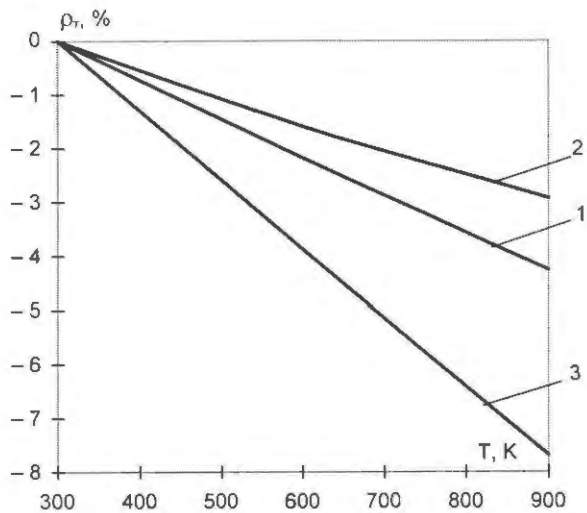


Рис. 8. Температурный эффект реактивности ρ_t при разогреве а.з. и ее частей для критической сборки с извлеченными поглощающими стержнями: 1 – равномерный разогрев только внутренней части а.з. (а.з.1); 2 – равномерный разогрев только внешней части а.з. (а.з.2); 3 – равномерный разогрев всей а.з.

С помощью программного комплекса JARWIMS/D4 рассчитаны эффекты реактивности при последовательном разогреве сборки, результаты расчетов приведены в табл. 4. Все поглощающие стержни при этом выведены из сборки. Расчеты показали высокую чувствительность эффекта реактивности к распределению температуры графита во внешнем отражателе. При разогреве графитовых блоков, при-

мыкающих к тепловой изоляции а.з., температурный эффект реактивности имеет положительный знак и в пять раз больше, чем при разогреве следующего за ним ряда графитовых блоков. Вышеуказанные обстоятельства имеют важное значение при выборе месторасположения датчиков измерения температуры в этих фрагментах критической сборки.

Результаты расчетов по оценке влияния неравномерности разогрева а.з. на величину эффекта реактивности приведены в табл. 5. Рассмотрены три варианта распределения температуры при нагреве сборки. В первом случае рассчитывался эффект изменения реактивности при однородном нагреве а.з. до 500 °С. В двух других вариантах задано ступенчатое распределение температуры по высоте а.з. и ее радиусу таким образом, чтобы средняя температура по а.з. была также равна 500 °С. Во всех рассмотренных вариантах в исходном состоянии ВО нагревался до 600 °С. Как видно из приведенных в табл. 5 результатов расчета, учет неравномерности разогрева а.з. в пространственной нейтронно-физической модели критической сборки не приводит к существенному изменению рассчитанной величины изменения реактивности при нагреве сборки.

На рис. 9 (третья страница цветной вкладки) показано влияние разогрева сборки на характер распределения плотности потока тепловых нейтронов.

Т а б л и ц а 4. Изменение реактивности сборки при ее разогреве

Состояние	$\Delta\rho, \% \Delta k/k$	
	Приращение	Результирующая реактивность
Все зоны при комнатной температуре (исходное состояние)	–	–
Нагрет ВО (600 °С)	0,50	0,50
Нагреты ВО и а.з. (600 °С)	– 7,82	– 7,32
Нагреты а.з. и ВО (600 °С), НТО и ВТО (100 °С)	0,03	– 7,29
Нагреты а.з. и ВО (600 °С), НТО, ВТО, БО (100 °С)	1,79	– 5,50
Нагреты а.з. и ВО (600 °С), НТО, ВТО, БО (средняя часть и периферия, 100 °С), БО (блоки графита, примыкающие к теплоизоляции, 200 °С)	0,74	– 4,76
Нагреты а.з. и ВО (600 °С), НТО, ВТО, БО (периферия, 100 °С), БО (блоки графита, примыкающие к теплоизоляции, а также середина, 200 °С)	0,15	– 4,61

Таблица 5. Влияние учета неравномерности разогрева а.з. на изменение реактивности сборки при ее разогреве

Состояние	$\Delta\rho, \% \Delta k/k$
	Результирующая реактивность
Нагрет ВО (600 °С)	–
Нагреты ВО (600 °С) и а.з. (500 °С – средняя), аксиальная неоднородность, НТО, ВТО, БО (100 °С)	– 4,82
Нагреты ВО (600 °С) и а.з. (500 °С – равномерно), НТО, ВТО, БО (100 °С)	– 4,82
Нагреты ВО (600 °С) и а.з. (500 °С – средняя), радиальная неоднородность, НТО, ВТО, БО (100 °С)	– 4,61

В табл. 6 приведены результаты расчета по программе МСУ температурного эффекта реактивности при нагреве сборки с неравномерным распределением температур (табл. 2) при разном положении поглощающих стержней. Как видно из приведенных данных, температурный эффект реактивности при погружении групп стержней в сборку остается отрицательным по знаку и существенно возрастает по абсолютной величине с увеличением количества погруженных стержней. Этот эффект связан с увеличением по абсолютному значению эффективности групп стержней при нагреве сборки.

Большой по абсолютной величине отрицательный температурный эффект приводит к избытку реактивности в начальном холодном состоянии сборки. Стержни КС предназначаются для компенсации температурного эффекта ре-

активности (около 10 %), а также обеспечения подкритичности сборки (около 2 %) и проведения нейтронно-физических экспериментов.

Возможность обеспечения соответствующего запаса реактивности для проведения запланированных экспериментов при нагреве сборки можно осуществить с помощью вариации высоты а.з. В табл. 7 приведены результаты проведенных расчетов при изменении высоты а.з. Уменьшение высоты в расчетах происходило симметрично относительно середины а.з. при одновременном соответствующем увеличении толщин ВТО и НТО.

Заключение

Изложены результаты расчетно-аналитического анализа в обоснование необходимости

Таблица 6. Зависимость температурного эффекта реактивности сборки от количества погруженных поглощающих стержней

Положение стержней в сборке	Температурный эффект реактивности $\rho_T, \%$	Примечание
Все стержни извлечены	– 5,0	Неравномерное поле распределения температуры (табл. 2)
3 стержня погружены	– 6,0	
6 стержней погружены	– 7,1	
15 стержней погружены	– 9,2	

Таблица 7. Изменение реактивности сборки при вариации высоты а.з.

Номер варианта n	Высота а.з. сборки $H_{a.z.}, \text{см}$	Вариация высоты $\Delta H_{a.z.}, \text{см}$	Реактивность $(k_n - k_1)/(k_n k_1), \%$
1	300	0	0
2	280	– 20	– 0,7
3	250	– 50	– 2,0

и возможности проведения экспериментальных исследований с нагревом до высоких температур на критической сборке стенда АСТРА, моделирующей физические особенности реактора типа ВТГР-М. Выбран вариант расположения электронагревателя по центральной оси сборки и тепловой изоляции между наружной поверхностью а.з. и сопряженными поверхностями торцевых и бокового отражателей. Показано, что при размещении этих элементов конструкции реактивность критической сборки существенно уменьшается и зависит от содержания нейтронопоглощающих примесей в используемых материалах для электронагревателя и тепловой изоляции.

В результате проведенных расчетов получено, что для рассматриваемой сборки суммарный температурный эффект отрицательный, температурные эффекты ВО и БО имеют положительный знак и по абсолютной величине меньше температурного эффекта а.з. Показано, что температурное поле при нагреве сборки имеет существенно неравномерный характер изменения. Поэтому датчики измерения температуры необходимо расположить в ВО, во внутренней и внешней частях а.з. и в трех коаксиальных областях БО сборки.

Температурный эффект сборки зависит от характера распределения температуры по сборке и количества погруженных поглощающих стержней, эффективность которых при нагреве сборки увеличивается по абсолютной величине. При погружении стержней в горячую сборку температурный эффект реактивности существенно возрастает по абсолютной величине. При планировании и проведении экспериментов на критической сборке стенда АСТРА особое внимание необходимо уделить измерению температурных полей, критических параметров сборки и эффективности поглощающих стержней.

Авторы весьма признательны научному сотруднику Р.П. Петрушенко за помощь при подготовке и оформлении данной работы.

Список литературы

1. *Кирюшин А.И., Пономарев-Степной Н.Н., Глушков Е.С. и др.* Роль и место газоохлаждаемых реакторов в структуре ядерного энергоснабжения // Атомная энергия, 1999, т. 87, вып. 2, с. 87–91.
2. *Kiriushin A.I., Ponomarev-Stepnoi N.N., Glushkov E.S. et al.* Project of the GT-MHR high-temperature helium reactor with gas turbine // Nucl. Eng. and Des., 1997, v. 173, p. 119–129.
3. *Ponomarev-Stepnoi N.N., Kukharkin N.E., Glushkov E.S. et al.* Experiments on HTR criticality parameters at the ASTRA facility of the Kurchatov Institute // Nucl. Eng. and Des., 2003, v. 222, p. 215–229.
4. *Bakulin S.V., Garin V.P., Glushkov E.S. et al.* Study of HTGR Nuclear Safety at the GROG and ASTRA Facilities / In: Proc. of the Fifth Intern. Conf. on Nuclear Criticality Safety. Albuquerque, USA, 17–21 Sept., 1995, v.1, p. 18–24.
5. *Bykov A.A., Gagarinski A.Yu., Glushkov E.S. et al.* Programs of experiments with critical assemblies at the Russian Research Centre Kurchatov Institute // Nucl. Sci. and Eng., 2003, v. 145, p. 181–187.
6. *Бояринов В.Ф., Глушков Е.С., Гомин Е.А., Компаниец Г.В., Крутов А.М., Невиница В.А., Фомиченко П.А., Марова Е.В., Сухарев Ю.П.* Расчетное моделирование экспериментов на критическом стенде АСТРА по изучению физических особенностей ВТГР с кольцевой активной зоной // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2006, вып.1, с. 120–128.
7. *Глушков Е.С., Гарин В.П., Глушков А.Е. и др.* Статистический анализ паспортных данных микротоплива твэлов ВТГР // Атомная энергия, 2007, т. 103, вып. 4, с. 237.
8. *Абабян Л.П., Глушков А.Е., Гомин Е.А. и др.* Программа MCU-3 для расчета методом Монте-Карло нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов, т. 2, константное обеспечение. Препринт ИАЭ-5777/5, 1994.
9. *Программа MCU-RFFIA* с библиотекой констант DCL/MCUDAT-1.0 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2001, вып. 3, с. 50–54.
10. *Программа MCU-REA* с библиотекой констант DCL/MCUDAT-2.1 // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. 2001, вып. 3, с. 55–62.
11. *Gurevich M.I., Bryzgalov V.I.* The neutrons flux density calculation by Monte-Carlo code for the double heterogeneity fuel / In: Proc. Intern. Conf. on Reactor Physics and Reactor Computations. Tel-Aviv, 23–26 January, 1994, p. 190–196.
12. *Ярославцева Л.Н.* Комплекс программ JARB для расчета нейтронно-физических характеристик ядерных реакторов // ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1983, вып. 8 (37), с. 41–43.
13. *Askew J.R. et al.* A general description of the lattice code WIMS. JBWES, Oct.1966, p. 564.
14. *Aisen E.M., Sedov A.A.* Modeling of 3D heat transfer and hydrodynamics in the Cascade Subcritical Molten Salt Reactor / Proc. of Conf. "Development of the multidimensional thermal hydraulics codes". IPPE. Obninsk. Russia. May 2003.

Контактная информация об авторах статьи:

Ф.И.О.	Должность	Телефон	e-mail
Пономарев-Степной Николай Николаевич	Почетный вице-президент ФГУ РНЦ "Курчатовский институт"	(499)196-90-66	niknik@kiae.ru
Глушков Евгений Серафимович	Главный научный сотрудник	(499)196-98-21	glushkov@adis.vver.kiae.ru
Глушков Алексей Евгеньевич	Старший научный сотрудник	(499)196-71-44	aeg@dhtp.kiae.ru
Кухаркин Николай Евгеньевич	Советник директора ФГУ РНЦ "Курчатовский институт"	(499)196-94-42	ztm@adis.vver.kiae.ru
Компаниец Георгий Васильевич	Начальник лаборатории	(499)196-98-73	kompan@adis.vver.kiae.ru
Носов Виталий Иванович	Ведущий научный сотрудник	(499)196-92-91	rpp@adis.vver.kiae.ru
Смирнов Олег Николаевич	Ведущий научный сотрудник	(499)196-98-21	—
Бояринов Виктор Федорович	Начальник лаборатории	(499)196-94-09	boyarinov@dhtp.kiae.ru
Баланин Андрей Леонидович	Инженер	(499)196-91-42	alb@dhtp.kiae.ru
Невиница Владимир Анатольевич	Ученый секретарь ИЯР	(499)196-70-16	neva@dhtp.kiae.ru
Седов Алексей Александрович	Начальник лаборатории	(499)196-90-72	sedov@dhtp.kiae.ru
Субботин Алексей Станиславович	Младший научный сотрудник	(499)196-75-88	—
Фомиченко Петр Анатольевич	Начальник отдела	(499)196-74-79	pff@dhtp.kiae.ru

Концепция применения регенерированного урана для повышения защищенности экспортных поставок топлива легководных реакторов

*П.Н. Алексеев, Е.А. Иванов, В.А. Невиница,
Н.Н. Пономарев-Степной, А.Н. Румянцев, В.М. Шмелев,
РНЦ "Курчатовский институт", 123182, Москва, пл. Курчатова, 1,
В.Д. Борисевич, А.Ю. Смирнов, Г.А. Сулаберидзе,
МИФИ (национальный ядерный университет), 115409, Москва, Каширское шоссе, 31
Поступила в редакцию 29.08.2008 г.*

Статья посвящена исследованию возможности снижения риска распространения делящихся материалов путем повышения защищенности свежего топлива легководных реакторов от нерегламентированного использования в случае выхода страны-получателя поставок из режима гарантий МАГАТЭ. Показано, что применение регенерированного урана для изготовления экспортного топлива затрудняет переключение ядерного материала из ТВС благодаря наличию изотопа ^{232}U , содержание которого повышается при попытке обогатить уран, извлеченный из свежего топлива. В сочетании с ограничением доступа к технологиям разделения изотопов путем создания международных центров по обогащению урана эта техническая мера может существенно снизить риск распространения, связанный с экспортными поставками топлива из низкообогащенного урана (НОУ). Получена оценка максимального уровня загрязнения переключаемого ядерного материала изотопом ^{232}U для заданного изотопного состава исходного топлива. Предложена концепция дальнейших исследований защищенности экспортных поставок ТВС легководных реакторов с регенератом урана.

Ключевые слова: низкообогащенный уран, центрифуга, регенерат, риск распространения.

Concept of Application of Recycled Uranium to Increase the Security of Export Deliveries of Light Water Reactors Fuel. P.N. Alekseev, E.A. Ivanov, V.A. Nevinitza, N.N. Ponomarev-Stepnoy, A.N. Rumyantsev, V.M. Shmelev, RRC KI, Kurchatov Sq., 1, Moscow, 123182. V.D. Borisevich, A.Yu. Smirnov, G.A. Sulaberidze, ME-Phi (National Nuclear Research University), Kashirskoe shosse, 31, Moscow, 115409. A possibility to reduce a proliferation risk by increase of protection of fresh light water reactors fuel from unauthorized use in case of the IAEA safeguards breakdown by a country-fuel recipient is discussed. It is shown that implementation of recycled uranium makes it possible to create fuel with intrinsic self-protection properties against diversion a nuclear material from assemblies due to presence of the ^{232}U isotope, which content increases rapidly in an effort to enrich uranium taken from fresh fuel up to a weapon grade of ^{235}U . In combination with restriction on access to isotope separation technologies by creation of international centers for uranium enrichment, this technical mode can bring down essentially the proliferation risk connected to export deliveries of LEU fuel. The evaluation of the maximum level of the pollution nuclear material, withdrawn from nuclear fuel, with the ^{232}U isotope for the given isotope composition of the initial fuel is obtained. The concept of further research the security of export deliveries of the assemblies for light water reactors with recycled uranium is suggested.

Key words: Low Enriched Uranium, Centrifuge, Recycled Uranium, Proliferation Risk.

Введение

Современное состояние ядерной энергетики (ЯЭ) характеризуется переходом от стагнации к широкомасштабному развитию. Согласно прогнозам в ближайшие десятилетия произойдет существенный рост мощностей как в странах с небольшой долей ЯЭ в топливно-энергетическом балансе страны, так и в ныне неядерных странах. При этом предполагается, что рост мощностей ЯЭ в неядерных странах будет происходить за счет строительства типовых усовершенствованных энергоблоков ВВЭР, PWR, BWR, разработанных в России, странах Евросоюза, Японии и США. Ожидается также широкомасштабное строительство реакторов малой и средней мощности (АСММ) [1, 2], которые (как и блоки большой мощности) будут в значительной степени обеспечиваться топли-

вом за счет экспортных поставок (или поставляться уже загруженными топливом).

Сегодняшнее состояние ядерных технологий коренным образом отличается от существовавшего 30...40 лет назад, когда обогащение урана проводилось в основном с использованием энергозатратной газодиффузионной технологии. В этих условиях наиболее эффективным путем создания арсенала ядерных боеприпасов являлось создание индустрии добычи урана, его облучения, радиохимической переработки и выделения плутония. Затраты, связанные с созданием подобной индустрии, могло позволить себе далеко не всякое государство, и ограничения на распространение знаний, технологий и оборудования, необходимых для создания производства ядерных боеголовок, служили в определенной степени естественным барьером на пути распространения ядерного оружия.

К настоящему времени ситуация изменилась радикальным образом. Развитие centrifужной технологии разделения изотопов привело к тому, что процесс обогащения урана стал существенно менее энергозатратным и более эффективным. Наряду с этим другим серьезным изменением является наличие хорошо развитой системы добычи, производства и потребления урана, что сделало его легкодоступным. Вместе с тем в связи с окончанием "холодной войны" и процессом разоружения на рынке дефицитных материалов могут появиться более невостребованные в сфере производства оружия материалы. Тем не менее подходы, заложенные в основу современного режима нераспространения, в значительной степени опираются на выводы об опасности ядерных материалов и технологий, сделанные на начальном этапе развития атомной энергетики, т.е. они не учитывают современного состояния ядерных технологий.

1. Новый подход к оценке рисков нераспространения

Проведенные в РНЦ "Курчатовский институт" исследования этой проблемы показывают [3], что с учетом возможностей террористических групп опасность различных ядерных материалов и технологий с точки зрения риска скрытного создания ядерного оружия должна оцениваться по критериям, отличным от обычно используемых при оценке эффективности мер нераспространения.

Для оценки риска распространения применен квантильный метод оценок неопределенностей [4]. Предполагалось, что в качестве исходных материалов в технологической цепочке для изготовления ядерных взрывных устройств (ЯВУ) могут быть использованы такие материалы, как НОУ, высокообогащенный уран (ВОУ) оружейного качества, энергетический плутоний Pu(e) из отработанного топлива ядерных реакторов атомных станций и оружейный

плутоний Pu(w). Полагалось, что риск распространения может быть оценен как функция следующих безразмерных параметров, характеризующих основные компоненты возможного сценария распространения ядерного терроризма, связанного с деятельностью преступных группировок:

- длительность T периода создания некоторого арсенала ядерных взрывных устройств (ЯВУ); увеличение длительности периода ведет к снижению риска;
- стоимость F создания арсенала, включая вложения во все компоненты технологической цепочки по созданию ЯВУ из исходного материала, в том числе стоимость исходного материала; увеличение стоимости создания арсенала ведет к снижению риска;
- сложность C научно-технических задач, решаемых при создании арсенала; увеличение сложности ведет к снижению риска;
- скрытность S создания арсенала; увеличение скрытности ведет к увеличению риска;
- технологическая безопасность D работ по созданию арсенала; увеличение безопасности ведет к увеличению риска;
- доступность A исходного материала; увеличение доступности ведет к увеличению риска.

За единицу при оценке указанных компонентов принимались значения, характерные при применении ВОУ в качестве исходного материала для изготовления относительно небольшого арсенала ЯВУ.

В исходных определениях риск распространения, выраженный через безразмерные параметры, определяется выражением [3]

$$R = S \times D \times A / (T \times F \times C). \quad (1)$$

В табл. 1 приведены диапазоны возможных значений безразмерных параметров, оценки их математических ожиданий и оценка риска R распространения, определяемая соотношением (1).

Значения нижних и верхних границ возможных значений безразмерных параметров получены в результате усреднения экспертных

Т а б л и ц а 1. Значения параметров, характеризующих компоненты возможного сценария распространения ядерного терроризма и риск распространения

Исходный материал	$T1-T2$ To	$F1-F2$ Fo	$C1-C2$ Co	$S1-S2$ So	$D1-D2$ Do	$A1-A2$ Ao	$Ro5-R95$ Ro
НОУ	1,5...3 2,1	2...5 3,1	1,5...3 2,1	10...50 22	0,5...1 0,7	10...100 31	8,6...164 49
ВОУ	1	1	1	1	1	1	1
Pu(e)	3...10 5,5	4...10 6,3	2...6 3,5	0,2...0,9 0,42	0,2...0,9 0,42	0,1...5 0,7	0,00014...0,0123 0,0025
Pu(w)	1,5...4 2,4	1...5 2,2	2...4 2,8	0,2...0,9 0,42	0,5...0,9 0,67	0,1...0,5 0,22	0,00039...0,0045 0,0016

оценок. Значения риска R приведены с указанием верхней и нижней границ 90 %-го доверительного интервала ошибки определения риска (квантилей R_{05} и R_{95}) и значения математического ожидания риска R_0 .

Как следует из данных табл. 1, при использовании в качестве исходных материалов энергетического или оружейного плутония значения риска R_0 статистически неразличимы – несмотря на некоторые различия в математических ожиданиях риска, оба вида плутония представляют практически одинаковый риск, поскольку 90 %-е доверительные интервалы ошибок в определении риска перекрываются. Однако риск от применения плутония много меньше риска, возникающего при использовании урана.

В то же время наибольший риск распространения ядерного оружия возникает при применении НОУ в качестве исходного материала и использовании современных технологий изотопного обогащения (центрифужной технологии). Решающими факторами, определяющими значение этого риска, являются ожидаемая большая скрытность создания арсенала (S) и доступность исходного материала (A) даже при относительно больших финансовых затратах (F). Следует отметить, что несмотря на большие неопределенности в диапазонах значений параметров, характеризующих компоненты сценария распространения, полученные значения риска R_0 для НОУ и ВОУ статистически различимы. Риск для ВОУ находится вне

90 %-го доверительного интервала ошибки определения риска для НОУ.

Приведенные в табл. 1 оценки позволяют сделать вывод о том, что для снижения риска распространения должны быть разработаны и внедрены организационные и технические меры, технологические барьеры на пути несанкционированного распространения ядерных делящихся материалов, которые обеспечивают защиту ядерных материалов на уровне риска доступности ядерных материалов из источников естественного происхождения.

2. Новые меры против несанкционированного распространения

Одной из таких мер служит создание международных центров ядерного топливного цикла, ограничивающих доступ к технологиям обогащения, при этом пользователю предполагается поставлять ядерный материал (НОУ), который однако является существенно более удобным стартовым материалом для переключения, чем природный уран. Как следует из данных табл. 2, минимальные затраты (характеризуемые удельным потоком идеального каскада [5, 6]) на обогащение природного урана до 90 % по изотопу ^{235}U примерно в три раза выше, чем аналогичные затраты на обогащение урана, содержащего 4 % ^{235}U .

Результаты расчетов, приведенные в табл. 2, свидетельствуют о том, что НОУ (4 %) по своей привлекательности к незаявленному переключению лишь незначительно уступает

Таблица 2. Параметры идеальных каскадов с концентрацией изотопа ^{235}U в потоке отбора (90 %) при различных составах исходной смеси и концентрациях ^{235}U в отвале

Исходный материал (происхождение урана)	Удельный расход питания каскада, F/P	Суммарный удельный поток в каскаде, $(\sum L)/P$	Удельная работа разделения, ЕРР	Содержание ^{235}U в потоке отвала, %
Природный уран	218,11	$4,589 \cdot 10^3$	196,87	0,3
Уран с обогащением 4 % (изготовлен из природного урана)	24,45	$1,549 \cdot 10^3$	66,45	0,3
Уран с обогащением 20 % (изготовлен из природного урана)	4,55	$0,436 \cdot 10^3$	18,69	0,3
Уран с обогащением 20 % (изготовлен из природного урана)	4,68	$0,342 \cdot 10^3$	14,65	1
Уран с обогащением 20 % (изготовлен из природного урана)	5,38	$0,240 \cdot 10^3$	10,27	4

В табл. 2 использованы следующие обозначения: F, P – потоки соответственно питания и отбора в каскаде; L – поток на входе в разделительную ступень. В расчетах коэффициент разделения ступени принят равным 1,8 [8].

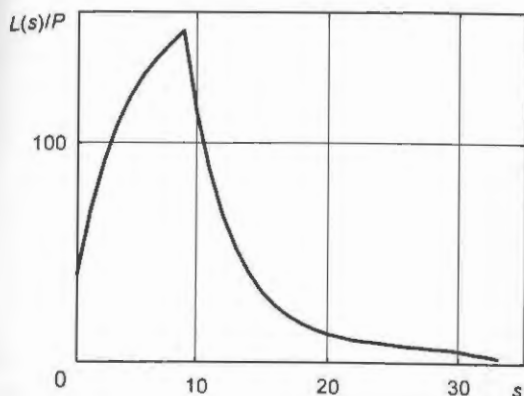


Рис. 1. Распределение потока по ступеням идеального каскада (поток питания — гексафторид урана с начальным обогащением 4% по изотопу ^{235}U , s — число ступеней)

урану с обогащением 20% (напомним, что уран с обогащением свыше 20% МАГАТЭ относит к материалам прямого использования).

Из рис. 1 видно, что значительная часть работы разделения совершается на первых восьми ступенях в обеднительной части каскада (поток питания — гексафторид урана с обогащением 4% по изотопу ^{235}U подадут на 9-ю ступень каскада). При достаточном количестве НОУ потенциальный пролифератор может существенно снизить затраты работы обогащения, повысив содержание ^{235}U в отвале и, следовательно, увеличив расход материала.

Выполненные оценки свидетельствуют о том, что придание свежему, содержащему НОУ топливу свойств, обеспечивающих дополнительные барьеры защиты на пути накопления оружейных ядерных материалов, может рассматриваться в настоящий момент как важный элемент снижения риска распространения при экспортных поставках топлива. Вместе с тем, как отмечено в проекте ИНПРО [7], повышение сопротивляемости ЯЭ распространению ядерного оружия не должно приводить к ухудшению эксплуатационных качеств, что накладывает ограничения на введение в ядерное топливо примесей, затрудняющих его применение для накопления оружейных ядерных материалов.

Одним из возможных путей повышения защищенности может стать применение регенерированного урана [9, 10], который кроме традиционного для низкообогащенного топлива набора изотопов ^{234}U , ^{235}U и ^{238}U содержит изотопы ^{232}U и ^{236}U . Ядра ^{232}U являются родоначальниками длинной цепочки распадов, в которой присутствует ^{208}Tl , имеющий высокоэнергетическое γ -излучение [11]. Ядра изотопа ^{236}U ухудшают нейтронно-физические свойства ядерного топлива, поскольку приносят в него

дополнительное поглощение нейтронов. Наличие изотопов ^{232}U и ^{236}U в НОУ служит индивидуальным идентификатором каждой конкретной партии топлива, что при наличии внешнего мониторинга обеспечивает выполнение принципа сохранения знаний о ядерном материале и позволяет контролировать все его перемещения вплоть до загрузки в реактор.

С другой стороны, в отличие от свежего топлива легководных реакторов, сделанного из природного урана, аналогичное топливо, изготовленное из регенерата, может оказаться гораздо менее удобным материалом для переключения, поскольку наличие изотопа ^{232}U будет осложнять радиационную обстановку, а наличие ^{236}U ухудшать нейтронно-физические характеристики переключаемого материала. Кроме того, при α -распаде ^{232}U будет образовываться ^{228}Th , фторид которого является нелетучим соединением [12], низколетучие и нелетучие низшие фториды изотопов урана, атомы свободного фтора [13], поэтому при переключении возникнут также проблемы с отделением дочерних продуктов.

Изложим сущность предлагаемого подхода на примере центрифужного обогащения регенерированного урана с начальным обогащением по изотопу ^{235}U , эквивалентным 4% (массовых), с учетом компенсации ^{236}U дополнительным дообогащением по изотопу ^{235}U [9]. В расчетах приняты следующие исходные концентрации компонентов в порядке возрастания их атомных масс: C_1 (^{232}U) — $1,38 \cdot 10^{-7}$, C_2 (^{234}U) — 0,043, C_3 (^{235}U) — 4,139, C_4 (^{236}U) — 0,463, C_5 (^{238}U) — 95,355 [9]. Предполагалось, что к моменту обогащения был выделен чистый уран без тория, таллия, висмута и других примесей, накапливающихся в процессе его хранения. При проведенном исследовании рассчитывался квазиидеальный каскад, служащий в случае разделения многокомпонентной изотопной смеси аналогом идеального каскада, используемого в теории разделения бинарной изотопной смеси [14...18].

Несмешивание в рассмотренном каскаде обеспечивалось по относительной концентрации C_3/C_5 для компонентов $^{235}\text{UF}_6$ и $^{238}\text{UF}_6$, коэффициент разделения которых также принят равным 1,8 [8]. Концентрации изотопа ^{235}U в потоках отбора и отвала из каскада задавались равными 90 и 0,3%, соответственно. В результате определены величины относительного суммарного потока в каскаде $(\sum L)/P = 1,571 \cdot 10^3$ и удельного расхода питания $F/P = 23,6$.

На рис. 2...6 представлены результаты расчетов распределений концентраций компонентов изотопной смеси по ступеням каскада. Как видно из представленных зависимостей, с ростом концентрации целевого изотопа ^{235}U одновременно происходит обогащение смеси изотопами ^{232}U и ^{234}U . При этом концентрация изотопа ^{232}U растет более чем на два порядка, означая, что в продукте обогащения будут накапливаться продукты радиоактивного распада ^{232}U , обладающие высокоэнергетическим γ -излучением.

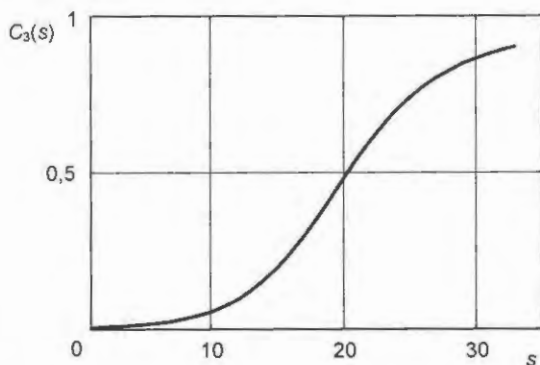


Рис. 2. Распределение концентрации компонента $^{235}\text{UF}_6$ по длине каскада

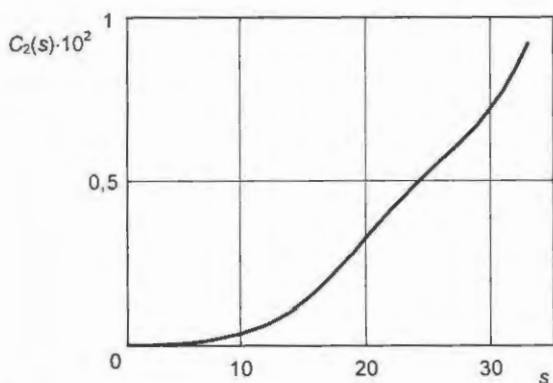


Рис. 3. Распределение концентрации компонента $^{234}\text{UF}_6$ по длине каскада

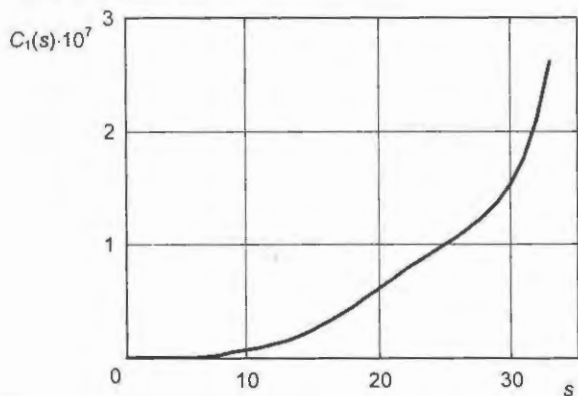


Рис. 4. Распределение концентрации компонента $^{232}\text{UF}_6$ по длине каскада

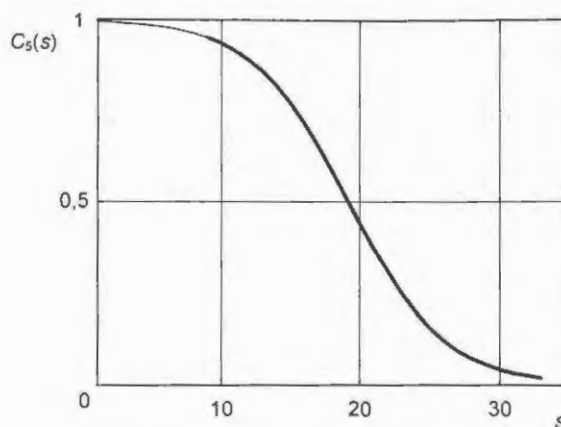


Рис. 5. Распределение концентрации компонента $^{238}\text{UF}_6$ по длине каскада

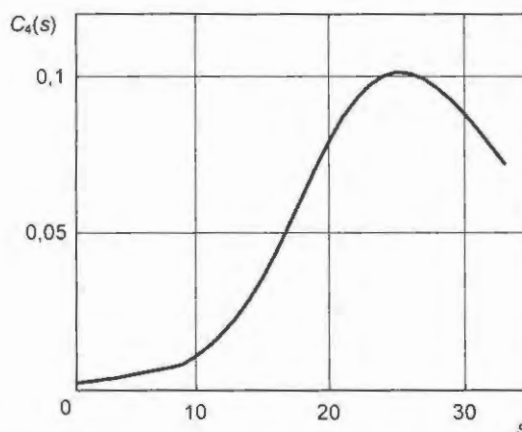


Рис. 6. Распределение концентрации компонента $^{236}\text{UF}_6$ по длине каскада

Полученные распределения концентраций изотопов урана по ступеням каскада позволили оценить мощность дозы ионизирующего излучения от образца из металлического урана массой 5 кг при размещении его на расстоянии одного метра от оператора в отсутствие специальных защитных средств. Для примера предполагалось, что материал до проведения с ним операций выдерживался в хранилище один год. В этом случае в образцах накапливаются продукты распада, являющиеся источниками фотонов высоких энергий.

Рассмотрены следующие варианты манипулирования с обогащенным ураном:

- 1) уран с обогащением 4 % по изотопу ^{235}U , полученный из природного урана;
- 2) уран с обогащением 90 % по изотопу ^{235}U , полученный из природного урана;
- 3) уран с эквивалентным обогащением 4 % по изотопу ^{235}U , полученный из регенерированного урана, с учетом компенсации поглощения нейтронов изотопом ^{236}U дообогащением по изотопу ^{235}U [9];

Т а б л и ц а 3. Мощность дозы фотонов на расстоянии 1 м от образца для обогащенного урана, полученного из природного сырья и регенерата

Источник урана	Природный уран		Регенерат	
	Обогащение, %	4	90	4
Мощность дозы излучения, мкЗв/час	0,034	0,044	0,113	19,7
Отношение получаемой оператором мощности дозы к мощности дозы от природного урана с обогащением 4 %	1	1,3	3,3	579,4

4) уран с обогащением 90 % по изотопу ^{235}U , полученный из регенерированного урана (пункт 3).

Рассчитанные для представленных вариантов мощности дозы излучения представлены в табл. 3.

Очевидно, что существенное увеличение мощности дозы излучения в случае использования регенерата связано с присутствием в нем ^{232}U и дочерних продуктов его распада. Количество ^{232}U при обогащении изотопа ^{235}U также возрастает, что приводит к росту мощности дозы для высокообогащенного регенерата. При этом, естественно, снижаются безопасность работы персонала и возможность скрытного выполнения работ с ядерным материалом при изготовлении ЯВУ, описываемые факторами D и S в формуле (1).

Приведенные в табл. 3 значения мощностей дозы фотонов при 90 % обогащении по изотопу ^{235}U определяются жестким требованием на содержание изотопа ^{232}U при производстве свежего топлива ($< 2 \cdot 10^{-7}$ % ядер) и даже при незначительном увеличении содержания этого изотопа для обеспечения защиты от распространения мощность дозы в обогащаемом продукте будет возрастать многократно. В настоящее время допустимая мощность дозы излучения на расстоянии 1 м от изготовленной ТВС с МОХ топливом при использовании полудистанционной технологии на производстве топлива для АЭС в г. Селлафилд (Великобритания) составляет 0,6 бэр/час (т.е. 6 мЗв/час) [19], что более чем в 300 раз превышает мощность дозы в рассмотренном выше примере.

Это означает, что унификация требований к допустимой мощности дозы ионизирующих излучений от свежих ТВС с урановым и МОХ топливом существенно увеличит содержание ^{232}U в свежем низкообогащенном топливе, что автоматически обеспечит возникновение радиационного барьера при попытке применить НОУ для изготовления ЯВУ путем использования его как сырья для производства ВОУ, причем в данном случае возникновение радиационного барьера явится следствием действий

самого пролифератора. Конкретная высота защитного барьера будет зависеть от начального количества ^{232}U в НОУ.

Рассмотрим теперь динамику изменения относительной концентрации изотопа ^{236}U . Как следует из зависимости, приведенной на рис. 5, при обогащении исходного материала по изотопу ^{235}U вначале происходит одновременное обогащение также и по изотопу ^{236}U , которое затем сменяется его выведением из обогащаемого продукта. Это означает, что промежуточные продукты обогащения смеси с 4 %-м начальным обогащением по изотопу ^{235}U , содержащей регенерат, будут также неудобны для переключения с целью применения в ЯВУ.

Это свойство можно попытаться использовать для изготовления топлива для активных зон реакторов малой мощности, предназначенных для работы в удаленных районах и обладающих повышенным обогащением (10...20 %), что делает их топливо еще более привлекательным материалом для переключения, чем топливо легководных реакторов большой мощности. Дополнительное паразитное поглощение нейтронов, привносимое ^{236}U , может быть в некоторой степени скомпенсировано повышением жесткости спектра.

Отметим также, что к настоящему времени потенциал самозащитности топлива, изготовленного с применением регенерированного урана, в полной мере не исследован. По нашему мнению, цикл исследований самозащитности ядерного топлива из регенерата урана должен включать в себя следующие работы:

- оценку уровня радиоактивного загрязнения обогатительного оборудования при обогащении до 90 % урана, полученного из содержащего регенерат ядерного топлива, с учетом фактора времени;
- сравнительный анализ привлекательности материалов, полученных переключением из штатной ТВС со свежим ураном и ТВС на основе регенерата урана;
- прогнозные оценки объемов переработки топлива и объемов накопления регенерированного урана;

- анализ ограничений на количество изотопа ^{232}U с учетом технологической цепочки производства топлива, неопределенностей изотопного состава и транспортно-технологических операций на АЭС;
- определение уровня допустимого содержания изотопов ^{234}U и ^{236}U в перспективных топливных циклах легководных реакторов и АСММ с точки зрения соблюдения проектных пределов и анализ неопределенностей.

Кроме того, авторы считают, что необходимо подвергнуть ревизии существующие модели для анализа радиационной обстановки при обращении с регенерированным топливом при его переработке. В настоящей работе не рассматривалась мощность дозы, создаваемой кассетой с топливом, содержащим регенерат, по той причине, что всегда можно найти сравнительно недорогие средства защиты от излучения на АЭС и при транспортировке топлива. Иная ситуация с переработкой топлива.

Если рассматриваются штатная переработка и затем изготовление ТВС и твэлов для АЭС, то в этом случае можно избегать не только контакта с радиоактивным материалом, но и применять различные варианты дистанционного обращения с топливом. Однако это верно лишь до некоторых пределов, например, в случае нештатной ситуации радиационная обстановка на производстве должна позволять непосредственное вмешательство, т.е. работу в защитных комплектах, но руками. Другими словами материал со штатным уровнем обогащения должен обеспечивать умеренную мощность дозы при обращении с ним.

Особые условия налагаются на материал с точки зрения несанкционированного доступа. Здесь о средствах защиты говорить не приходится и проводимый анализ должен включать в себя расчет дозы в некоторых модельных условиях работы вручную.

С учетом того, что в настоящее время партия ТВС, изготовленных из регенерата урана, успешно используется в загрузке II блока Калининской АЭС и кроме того есть опыт эксплуатации аналогичного топлива на Кольской АЭС (в реакторе ВВЭР-440) [9], следует отметить, что уже существует успешный опыт обоснования топлива из регенерата урана для использования в легководных реакторах.

Заключение

Рассмотрен сценарий выхода страны-получателя ядерного топлива из режима гаран-

тий МАГАТЭ и предложен физический принцип создания топлива легководных реакторов с внутренне-присущей сопротивляемостью по отношению к переключению ядерного материала в ЯВУ.

Показано, что исходной точкой для создания такого топлива является применение регенерированного урана для изготовления топлива легководных реакторов для экспорта в страны-получатели, что затрудняет переключение ядерного материала из ТВС благодаря наличию изотопа ^{232}U , содержание которого повышается при попытке обогатить уран, извлеченный из свежего топлива. В сочетании с ограничением доступа к технологиям разделения изотопов путем создания международных центров по обогащению урана эта техническая мера может существенно снизить риск распространения, связанный с экспортными поставками топлива из НОУ.

Получена оценка уровня загрязнения переключаемого ядерного материала изотопом ^{232}U для заданного изотопного состава исходного топлива. Предложена концепция исследований защищенности экспортных поставок ТВС легководных реакторов с регенератом урана.

Список литературы

1. *Status of innovative small medium sized reactor designs*. IAEA-TECDOC-1485, 2006.
2. *The global nuclear energy partnership: greater energy security in a cleaner, safer world*. www.gnep.energy.gov (дата обращения – 15 июня 2006 г.).
3. *Румянцев А.Н.* Прогнозирование развития ядерной энергетики и анализ неопределенностей в прогнозных оценках. Препринт ИАЭ-6296/15, 2003.
4. *Румянцев А.Н.* Метод квантильных оценок неопределенностей // *Атомная энергия*, 2007, т. 102, вып. 4, с. 208–215.
5. *Cohen K.* Theory of isotope separation as applied to the large-scale production of U-235, McGraw-Hill, N.Y., 1951.
6. *Розен А.М.* Разделение изотопов в колоннах. М.: Атомиздат, 1960.
7. *Methodology for the assessment of innovative nuclear reactors and fuel cycles*. IAEA-TECDOC-1434, 2004.
8. *Палкин В.А., Комаров Р.С.* Оптимизация параметров каскада газовых центрифуг для разделения регенерированного урана. В кн. *Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул*, Звенигород, октябрь 2005, с. 50–55.
9. *Проселков В.Н., Алешин С.С., Попов С.Г. и др.* Анализ возможности использования топлива на основе регенерата урана в ВЭР-1000 // *Атомная энергия*, 2003, т. 95, вып. 6, с. 422–428.
10. *Алексеев П.Н., Иванов Е.А., Невиница В.А., Пономарев-Степной Н.Н., Румянцев А.Н., Шме-*

лев В.М. Повышение защищенности экспортных поставок топлива легководных реакторов при использовании регенерированного урана // Изв. ВУЗов. Ядерная энергетика, 2007, № 3, вып. 2, с. 3–9.

11. Зарицкая Т.С., Зарицкий С.М., Круглов А.К., Матвеев Л.В., Рудик А.П., Центер Э.М. Зависимость образования ^{232}U в ядерном топливе от спектра нейтронов // Атомная энергия, февраль 1980, т. 48, вып. 2, с. 67–70.

12. Ран Ф., Адамантиес А., Кентон Дж., Браун Ч. Справочник по ядерной энерготехнологии (под ред. В.А. Легазова). М.: Энергоатомиздат, 1989.

13. Крючков Э.Ф., Апсэ В.А., Глебов В.Б., Краснобаев А.С., Шмелев А.Н. Обогащенный уран с добавлением изотопа ^{232}U : защищенность от неконтролируемого распространения // Изв. ВУЗов. Ядерная энергетика, 2007, № 3, вып. 2, с. 26–33.

14. Yamamoto I., Kanagawa A. Multicomponent isotope separating cascade composed of elements with large separation factors // J. Nucl. Sci. Technol., 1978, v. 15, № 8, pp. 28–32.

15. von Halle E. Multicomponent isotope separation in matched abundance ration cascade composed of stages with large separation factors / Proc. 1st Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases, Darmstadt, Germany, July 20–27, 1987, pp. 325–355.

16. Sulaberidze G.A., Borisevich V.D. Cascades for separation of multicomponent mixtures // Separation Sci. and Technol., 2001, v. 36, № 8–9, pp. 1769–1817.

17. Сазыкин А.А. Термодинамический подход к разделению изотопов. В кн. Изотопы. Свойства, получение, применение (под ред. В.Ю. Баранова). М.: Издат, 2000, с. 72–108.

18. Сулаберидзе Г.А., Борисевич В.Д., Цюаньсинь Се. Исследование закономерностей стационарного массопереноса в разделительных каскадах при дообогащении регенерированного урана // Инженерная физика, 2005, № 3, с. 15–19.

19. Глебов В.Б., Шмелев А.Н., Апсэ В.А., Цветков П.В., Синцов А.Е. Долговременная защита ТВС с МОХ-топливом от неконтролируемого распространения ядерных материалов // Изв. ВУЗов, Ядерная энергетика, 1999, № 2, с. 90–95.

Контактная информация об авторах статьи –
Невиница Владимир Анатольевич, ученый секр.,
тел.: (499)196-70-16, e-mail: neva@dhtp.kiae.ru;

Иванов Евгений Анатольевич, нач. лаб., тел.:
(499)196-94-17, e-mail: ivanoff@dhtp.kiae.ru;

Алексеев Павел Николаевич, директор отделения,
тел.: (499)196-76-21, e-mail: apn@dhtp.kiae.ru;

Пономарев-Степной Николай Николаевич, почетный вице-президент РНЦ КИ, тел.: (499)196-90-66,
e-mail: niknik@kiae.ru;

Румянцев Александр Николаевич, зам. директора
НТК "Электроника", тел.: (499)196-99-82, e-mail:
amr@electronics.kiae.ru;

Шмелев Владимир Михайлович, зам. директора
Управления нераспространения ядерных материа-
лов и технологий, тел.: (499)196-74-03, e-mail:
svm@electronics.kiae.ru;

Борисевич Валентин Дмитриевич, профессор
МИФИ, тел.: (495)323-92-76, e-mail:
VDBorisevich@mephi.ru;

Сулаберидзе Георгий Анатольевич, доцент МИФИ,
тел.: (495)323-92-76, e-mail: sula39@mail.ru;

Смирнов Андрей Юрьевич, студент МИФИ, тел.:
(495)323-92-76, e-mail: a.y.smirnoff@rambler.ru

XV Школа-семинар по проблемам физики реакторов “Волга-2008”

XV Семинар “Волга-2008”, проводившийся в формате Школы-семинара и посвященный актуальным проблемам развития ядерной энергетики (эффективность, безопасность, нераспространение), состоялся 2-6 сентября 2008 г. на базе отдыха МИФИ “Волга”

Семинар организован в соответствии с распоряжением Ректора МИФИ при поддержке Ядерного Общества России и Концерна “Энергоатом”. Основным организатором семинара выступила кафедра № 5 теоретической и экспериментальной физики ядерных реакторов МИФИ.

В Семинаре приняли участие более 70 специалистов, представлявших научные центры и предприятия отрасли и высшие учебные заведения, готовящие кадры для ядерной энергетики (Концерн “Энергоатом”, РНЦ “Курчатовский институт”, ГНЦ РФ-ФЭИ им. А.И. Лейпунского, НИКИЭТ, НИТИ им. А.П. Александрова, ИБРАЭ РАН, ВНИИАМ, ФГУП “СПб Атомэнергопроект”, ОКБМ, МИФИ, ОИАТЭ). В рамках семинара работала молодежная секция. В открытии и работе семинара приняли участие академик РАН Пономарев-Степной Н.Н., проректор МИФИ Крючков Э.Ф., первый заместитель Генерального инспектора Концерна “Энергоатом” Зонов И.В.

В рамках лекционного цикла заслушаны лекции Н.Н. Пономарева-Степного “Атомная энергетика и водородная экономика”, В.Ф. Цибульского “Энергетика и энергоэффективность”, И.В. Зонова “Росэнергоатом сегодня и завтра”, Е.Ф. Селезнева “Об оценке поведения реактора в переходных режимах”. Представители Концерна “Энергоатом” И.В. Зонов и В.В. Кондаков обрисовали состояние и задачи комплектации эксплуатационного персонала для действующих и строящихся АЭС.

В Оргкомитет семинара поступили 80 докладов по следующим основным направлениям:

- научное сопровождение эксплуатации ядерных реакторов, безопасность действующих АЭС;
- физико-технические проблемы топливных циклов и нераспространение ядерных материалов;
- новая технологическая платформа ядерной энергетики – инновационный путь развития.

К началу работы семинара издан сборник тезисов докладов. Из 80-ти докладов 21 представлен на молодежную секцию. На заседаниях секций заслушано более 50-ти докладов.

Оргкомитет семинара отмечает, что ряд новых разработок, представленных в докладах, непосредственно относится к повышению качества эксплуатации и эффективности АЭС. Представлены результаты новых оригинальных разработок, связанных с развитием топливных циклов, новыми идеями в проблеме нераспространения, новыми концепциями ядерных реакторов. Отмечается активное участие в работе Школы-семинара молодых специалистов, показавших глубокое понимание современных физико-технических проблем ядерной энергетики. Особо следует отметить разработки, выполненные учеными и молодыми специалистами высшей школы.

Семинар продемонстрировал достаточно высокий потенциал ВУЗовской науки в решении актуальных научно-технических проблем отрасли и разработке перспективных направлений исследований. В связи с этим участники семинара обращают внимание руководства Росатома и Федерального агентства по образованию на необходимость поиска организационных форм интеграции ВУЗовской и отраслевой науки с целью более эффективного использования потенциала как ВУЗов, так и научных институтов отрасли.

Кроме этого, участники семинара выражают глубокую озабоченность проблемой воспроизводства научно-педагогических кадров, которая может в значительной степени поставить под вопрос реализацию амбициозных планов Росатома по развитию атомной энергетики (средний возраст преподавательского состава растет темпами, опережающими темп развития атомной энергетики).

Вызывают озабоченность также нацеленность Росатома и подведомственных ему организаций на решение проблем сегодняшнего дня и фактическое отсутствие научных исследований, направленных на стратегическое развитие ядерных энергетических технологий нового поколения.

Участники Школы-семинара отмечают деловой, конструктивный, доброжелательный характер дискуссий, высокий уровень организации Семинара. Участники отмечают, что по существу данный семинар является одним из наиболее представительных научных форумов по широкому кругу проблем физики реакторов, в котором принимают участие научные и эксплуатирующие организации отрасли, организации Роснауки, высшие учебные заведения, го-

товящие кадры для ядерной энергетики, молодые ученые, студенты и аспиранты.

Отличительной особенностью данного семинара является полноценное участие начинающих ученых в обсуждении научных проблем наравне с учеными старших поколений. Как показывает многолетняя практика, этот подход, реализующий концепцию обучения методом "глубокого погружения", является существенно более эффективным, чем организация отдельных молодежных конференций, в работе которых ученые старшего поколения практически не участвуют (за исключением вводного заседания). С этой точки зрения значение Школы-семинара по проблемам физики реакторов трудно переоценить, особенно в связи с проходящей интеграцией ВУЗов в Национальный Ядерный Университет.

Организаторы Школы-семинара по возможности учли предложения и пожелания участников, высказанные на предыдущих сессиях. Был организован культурный досуг, включавший вечер поэзии, рассказы о путешествиях, теплоходную прогулку по Волге, спортивные мероприятия. Участники с благодарностью отмечают теплый прием, оказанный руководством и персоналом базы отдыха "Волга".

В ходе работы Семинара, общей дискуссии и подведения итогов участниками высказаны следующие пожелания и предложения:

- одобрить деятельность МИФИ и кафедры Теоретической и экспериментальной физики ядерных реакторов по организации серии Школ-семинаров по проблемам физики реакторов;
- сохранить Школу-семинар как постоянный научный форум и просить руководство МИФИ принять соответствующее решение;
- продолжить и расширить практику активного привлечения творческой молодежи к участию в работе Семинаров;
- одобрить опыт сочетания научных докладов и обзорных лекций в формате Школы-семинара. Рекомендовать включение тезисов лекций в сборники трудов Семинара;
- создать Интернет-сайт Семинара для предварительного формирования тематики будущих Семинаров, сбора и рецензирования докладов;
- создать экспертный совет по рецензированию докладов. Провести организационную работу по включению сборника докладов Семи-

нара в перечень рецензируемых изданий, утвержденных ВАК;

– обратить внимание руководства Госкорпорации "Росатом" и Концерна "Энергоатом" на то, что в современных условиях развития ядерной энергетики значительные научные силы специалистов, в том числе выпускников ВУЗов, направлены на решение проблем научного сопровождения эксплуатации АЭС, создание и развитие соответствующей методической базы, исследование топливных циклов и безопасности ЯЭУ. Просить руководство указанных организаций изыскать формы и средства для поддержки таких направлений;

– в связи с новыми задачами, стоящими перед высшей школой по подготовке специалистов и развитию научных исследований в интересах отрасли, в том числе в условиях формирования Национального Ядерного Университета, просить руководство высшей школы и отрасли рассмотреть вопрос о воссоздании на базе МИФИ Проблемной физико-энергетической и отраслевых лабораторий с соответствующим финансовым обеспечением. Воссозданные структуры могли бы служить базой для интеграции отраслевой и ВУЗовской науки, а также для формирования резерва научных и педагогических кадров высокой квалификации;

- просить руководство МИФИ и РНЦ "КИ" рассмотреть вопрос о возможности организации на базе МИФИ тематических летних школ по актуальным проблемам ядерной энергетики. Предложить организовать первую летнюю школу по физике реакторов в 2009 г. по теме "Динамика и безопасность ядерных реакторов";
- рекомендовать Оргкомитету Школы-семинара выйти с предложением к редакциям периодических отраслевых научных изданий о публикации избранных материалов Семинара с соответствующей рекомендацией Оргкомитета;
- рекомендовать Оргкомитету подготовить обзорную статью для периодических изданий по итогам Семинара.

Оргкомитет Школы-семинара благодарит лекторов и участников за содержательные лекции и доклады и обращается к руководству организаций, принявших участие в Семинаре, изыскать возможность поощрения молодых специалистов, представивших на Семинаре свои разработки.

СОДЕРЖАНИЕ

<p><i>Гуревич М.И., Калугин М.А., Пряничников А.В., Тельковская О.В., Шкаровский Д.А.</i> Алгоритмы расчета компонент транспортного тензора в обобщенном методе вероятностей первых столкновений..... 3</p> <p><i>Лалетин Н.И., Ковалишин А.А.</i> Разработка конечно-разностных уравнений, описывающих дисперсию нейтронных потоков в реакторе..... 11</p> <p><i>Калугин М.А.</i> Статус пакета прикладных программ MCUFSP 21</p> <p><i>Калугин М.А.</i> Численное моделирование радиационных полей от источников ионизирующего излучения внутри защитной оболочки АЭС при аварии..... 28</p> <p><i>Чичулин Н.Л., Кулаков А.С.</i> Программа TREND восстановления сечений нейтронных реакций и расчета доплеровского уширения в области разрешенных резонансов..... 34</p> <p><i>Бояринов В.Ф., Невиница В.А.</i> Восстановление локальных нейтронно-физических функционалов в методе поверхностных гармоник.. 42</p> <p><i>Бояринов В.Ф.</i> Комплекс программ SUHAM-2D для решения двумерных нейтронно-физических задач в активной зоне ядерных реакторов..... 48</p> <p><i>Бояринов В.Ф.</i> Верификация комплекса программ SUHAM-2D на бенчмарк-расчетах ТВС ВВЭР-1000 с урановым и MOX топливом..... 59</p> <p><i>Гарин В.П., Глушков А.Е., Глушков Е.С., Гомин Е.А., Гуревич М.И., Зимин А.А., Компа-</i></p>	<p><i>ниец Г.В., Кухаркин Н.Е., Лобынцев В.А., Носов В.И., Поляков Д.Н., Пономарев-Степной Н.Н., Смирнов О.Н., Тельковская О.В., Чуняев Е.И.</i> Оцененные бенчмарк эксперименты на критических сборках, моделирующих особенности ВТГР на стенде АСТРА 75</p> <p><i>Бояринов В.Ф., Гарин В.П., Глушков Е.С., Зимин А.А., Компаниец Г.В., Невиница В.А., Поляков Д.Н., Пономарев А.С., Пономарев-Степной Н.Н., Смирнов О.Н., Фомиченко П.А., Чуняев Е.И., Марова Е.В., Сухарев Ю.П.</i> Расчетно-экспериментальные исследования на критическом стенде АСТРА по профилированию полей энерговыделения в модульном ВТГР с кольцевой активной зоной..... 96</p> <p><i>Пономарев-Степной Н.Н., Глушков Е.С., Глушков А.Е., Компаниец Г.В., Кухаркин Н.Е., Носов В.И., Смирнов О.Н., Бояринов В.Ф., Баланин А.Л., Невиница В.А., Семенов А.А., Субботин А.С., Фомиченко П.А.</i> Исследование возможности проведения экспериментов на модернизированном критическом стенде АСТРА при нагреве 100</p> <p><i>Алексеев П.Н., Иванов Е.А., Невиница В.А., Пономарев-Степной Н.Н., Румянцев А.Н., Шмелев В.М., Борисевич В.Д., Смирнов А.Ю., Сулаберидзе Г.А.</i> Концепция применения регенерированного урана для повышения защищенности экспортных поставок топлива легководных реакторов 110</p> <p><i>XV Школа-семинар по проблемам физики реакторов "Волга-2008"..... 118</i></p>
--	--

CONTENTS

<p><i>Gurevich M.I., Kalugin M.A., Pryanichnikov A.V., Tel'kovskaya O.V., Shkarovsky D.A.</i> Algorithms to Calculate Components of the Transport Tensor in the Generalized First Collision Probability Method 3</p> <p><i>Laletin N.I., Kovalishin A.A.</i> The Development of Finite-Difference Equations for Dispersion of Neutron Flux Calculation 11</p> <p><i>Kalugin M.A.</i> A Status of the Applied Code Package MCUFCP 21</p> <p><i>Kalugin M.A.</i> Numerical Modeling of the Radiation Fields from the Ionizing Radiation Sources inside the Containment in Accident Condition 28</p> <p><i>Chichulin N.L., Kulakov A.S.</i> The TREND Code for Neutron Cross-Section Analysis in the Resolved Resonance Region 34</p> <p><i>Boyarinov V.F., Nevinitisa V.A.</i> Reconstruction of the Local Neutron-Physical Functionals in Surface Harmonics Method 42</p> <p><i>Boyarinov V.F.</i> Code System SUHAM-2D for Solving the Two-Dimensional Neutron-Physical Problems in Nuclear Reactor Core 48</p> <p><i>Boyarinov V.F.</i> Verification of Code System SUHAM-2D by the Benchmark Calculations of the VVER-1000 Fuel Assemblies with Uranium and MOX Fuel 59</p> <p><i>Garin V.P., Glushkov A.E., Glushkov E.S., Gomin E.A., Gurevich M.I., Zimin A.A., Kom-</i></p>	<p><i>paniets G.V., Kukharkin N.E., Lobyntsev V.A., Nosov V.I., Polyakov D.N., Ponomarev-Stepnoi N.N., Smirnov O.N., Tel'kovskaya O.V., Chunyaev E.I.</i> Evaluated Benchmark Experiments in Critical Assemblies Modeling HTGR Peculiarities at the ASTRA Facility 75</p> <p><i>Boyarinov V.F., Garin V.P., Glushkov E.S., Zimin A.A., Kompaniets G.V., Nevinitisa V.A., Polyakov D.N., Ponomarev A.S., Ponomarev-Stepnoi N.N., Smirnov O.N., Fomichenko P.A., Chunyaev E.I., Marova E.V., Sukharev Yu.P.</i> Experimental and Computational Study of Profiling Power Density Distribution in Modular HTGR with Annular Core, Made on ASTRA Critical Facility 96</p> <p><i>Ponomarev-Stepnoi N.N., Glushkov E.S., Glushkov A.E., Kompaniets G.V., Kukharkin N.E., Nosov V.I., Smirnov O.N., Boyarinov V.F., Balanin A.L., Nevinitisa V.A., Sedov A.A., Subbotin A.S., Fomichenko P.A.</i> Investigation of Possibility of Performing Experiments at Modernized ASTRA Critical Facility with Heating 100</p> <p><i>Alekseev P.N., Ivanov E.A., Nevinitisa V.A., Ponomarev-Stepnoy N.N., Rumyantsev A.N., Shmelev V.M., Borisevich V.D., Smirnov A.Yu., Sulaberidze G.A.</i> Concept of Application of Recycled Uranium to Increase the Security of Export Deliveries of Light Water Reactors Fuel... 110</p> <p><i>XV Workshop on Reactor Physics Problems "Volga-2008" 118</i></p>
---	--

Уточненные правила оформления статей

При подготовке статьи в сборник автор должен руководствоваться стандартом “Оригиналы авторские и текстовые издательские” (ОСТ 29.115 – 88). К авторским оригиналам, передаваемым для издания, предъявляются следующие требования:

1. Экземпляр статьи должен быть первым, отпечатан на одной стороне листа формата А4 шрифтом № 12 через 2 интервала. Статья должна быть составлена в следующем порядке: индекс УДК; заглавие; инициалы и фамилии авторов; место работы каждого автора с почтовым адресом; аннотация (не более 10 строк); ключевые слова – все вышеперечисленное на русском и английском языках; текст; список литературы; рисунки; подрисуночные подписи (на отдельном листе).

2. Статья должна также предоставляться обязательно в виде электронной версии обычным шрифтом № 12 Times New Roman, междустрочный интервал – одинарный, в редакторе Word 97 или более поздних версий. Текст не форматируется, в качестве имени файла используется ФИО первого автора статьи. Кавычки в тексте ставятся при английской раскладке клавиатуры (“.”).

3. Содержание статьи должно быть кратким и четким. Исключаются общие рассуждения, известные положения. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах, подрисуночных надписях. Необходимо соблюдать единообразие в написании терминов, наименований физических величин и единиц измерения, условных обозначений, сокращений, символов. Наименования и обозначения единиц физических величин необходимо приводить в системе СИ.

Необходимо обращать внимание на написание прописных и строчных букв: русские и греческие буквы (α , β , γ , ϕ и т.д.) набираются прямо, а латинские (x , y , z , w и т.д.) – курсивом. Те же требования в обозначениях нужно соблюдать при написании индексов и степеней в формулах. Обозначения матриц и векторов набираются полужирным шрифтом прямо. Формулы, включенные в текст, следует набирать без увеличения интервала между строками, например b/d , $\exp(x/e)$.

4. Таблицы нумеруются, каждая таблица должна иметь заголовок. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. Таблицы печатаются в общем тексте после первой ссылки.

5. Формулы и буквенные обозначения величин должны быть размечены и сразу расшифрованы. Формулы нумеруются арабскими цифрами, номер ставится с правой стороны листа в круглых скобках. Нумеровать следует только те формулы и уравнения, на которые есть ссылка в последующем изложении. Формулы выполняются в редакторах Equation 3.0 или MathType при невозможности набора на клавиатуре ($x_n^2, y_m^n, \sqrt{x}, \int_0^1 x, \frac{1}{y}$ и т.д.). Подстрочные и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры (x_3 , км^2 и т.д.), греческие буквы вставляются через Меню *Вставка* → *символ*.

6. В тексте статьи рисунок обязательно представляется на отдельном листе формата не более А4. На рисунках допускается минимальное число обозначений – краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подрисуночные подписи. На обороте каждого рисунка указываются фамилии авторов, название статьи, номер рисунка, обозначения верха и низа. Внутренние надписи на рисунках набираются шрифтом № 10.

Внизу каждого рисунка должны быть приведены его номер и подрисуночная подпись шрифтом № 10. При наличии нескольких различных графиков на одном рисунке каждый из них обозначается русскими буквами а), б), в) и т.д. и расшифровывается.

В компьютерном виде рисунки представляются в отдельных файлах, выполненные в графических редакторах *Paint*, *PhotoShop*, *CorelDraw* в черно-белом цвете (фотографии в растровом формате *tif*, *dpi-300*). Рисунки в *Word* не вставлять кроме случаев, когда рисунок изначально выполнен в *Word*.

7. Ссылки на литературу в тексте даются по порядку арабскими цифрами в квадратных скобках. Список литературы составляется в той же последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу. Фамилии и инициалы авторов набираются полужирным курсивом.

8. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом "Библиографическая ссылка" (ГОСТ Р 7.0.5–2008), в частности, необходимо указать :

а) для журнальных статей – фамилии и инициалы авторов (не менее трех первых), название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, номер, страницы;

б) для книг – фамилии и инициалы авторов, полное название книги, место издания, издательство (без кавычек), год издания;

в) для авторефератов диссертаций – фамилию и инициалы автора, название автореферата диссертации, на соискание какой ученой степени написана диссертация, место и год защиты;

г) для препринтов – фамилии и инициалы авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;

д) для патентов – фамилии и инициалы авторов, название патента, страну, номер и класс патента, дату и год заявления и опубликования патента;

е) для отчетов – фамилии и инициалы авторов, название отчета, инвентарный №, наименование организации, год выпуска;

ж) для электронных источников – полный электронный адрес (включая дату обращения к источнику), позволяющий обратиться к публикации.

9. В конце текста указывается контактная информация о всех авторах статьи: фамилия, имя и отчество (полностью), должность, телефон, e-mail и по желанию автора – домашний почтовый адрес.

Вниманию читателей

научно-технического сборника

“Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов”!

Редколлегия сборника “ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов” информирует авторов и читателей сборника об организации со II полугодия 2007 г. подписки на “ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов”. Сборник включен в Каталог “Издания органов научно-технической информации” ОАО Агентство “Роспечать” (индекс 66675, подписная цена 200 руб. за один экземпляр).

Напоминаем, что “ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов” по-прежнему издается в трех выпусках: Физика и методы расчета ядерных реакторов, Динамика и безопасность ядерных энергетических установок и Импульсные реакторы и простые критические сборки.

Призываем заинтересованных специалистов поддержать активной подпиской сборник “ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов”.

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов

Выпуск 2

Ответственный за выпуск **С.М. Зарицкий**
(тел./факс: (499)196-71-98, e-mail: zaritsky@adis.vver.kiae.ru)

Редактор **В.В. Пчелин**
(тел./факс: (499)196-99-44, e-mail: pchelin@adis.vver.kiae.ru)

Подписано в печать 1.03.09. Формат 70×108/16
Печать офсетная. Усл. печ. л. 15,5. Уч.-изд. л. 17,5. Тираж 250. Индекс 3646. 12 статей. Заказ 20

Отпечатано в Российском научном центре “Курчатовский институт”
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

Индекс 3646

ISSN 0205—4671. Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 2, 1—124