

621.039.5
В 74.

ISSN 0205—4671

5

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов

ВЫПУСК

1

1991

NB!

На год
Никогда!

не
всего!

всего!

35201⁴/₈

621.039.5
В 74

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И.В. КУРЧАТОВА

35201 4/8

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 г.

ВЫПУСК 1

ФИЗИКА И МЕТОДЫ РАСЧЕТА
ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

МОСКВА — 1991

Институт Атомной Энергии
им. И. В. Курчатова
БИБЛИОТЕКА

Выпуски "Физика и методы расчета ядерных реакторов" подготавливаются Институтом атомной энергии им. И.В. Курчатова и ранее выходили в составе серии "Физика и техника ядерных реакторов" Данный выпуск двадцать шестой.

Редакционная коллегия серии:

А.Ю. Гагаринский (главный редактор), С.М. Зарицкий (зам. главного редактора),
В.Ф. Колесов, Т.П. Федосеева (отв. секретарь), Я.В. Шевелев

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

- 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; расчетные исследования отдельных аспектов развития ядерной энергетики;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- математические проблемы теории переноса и теории реакторов.

Материалы для опубликования следует направлять в Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова на имя главного редактора серии.

Materials related to the topics described below are published in issues "Nuclear Reactor Physics and Computational Methods":

- 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;
- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory.

УДК 621.039.5

РАСЧЕТ РАДИАЛЬНОГО И АКСИАЛЬНОГО
ЭФФЕКТИВНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДИФФУЗИИ
МЕТОДОМ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРВЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

В.А. Грабежной, Г.Я. Румянцев
Физико-энергетический институт, 249020, Обнинск

Описывается вычисление эффективных коэффициентов диффузии с помощью трех линейно независимых решений уравнения переноса для цилиндрических ячеек на основе метода вероятностей первых столкновений. Обобщенные вероятности первых столкновений интегрируются с весом угловых полиномов.

CALCULATION OF THE RADIAL AND AXIAL EFFECTIVE DIFFUSION COEFFICIENTS BY THE FCP METHOD. V.A. GRABEZHNOI, G.Ya. RUMIANTSEV. The effective diffusion coefficients calculations are described using three linear independent solutions of transport equation for a cylindrical cell based on the FCP method. Generalized first collision probabilities are integrated with angular polynomial weight.

ВВЕДЕНИЕ. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Активная зона гетерогенного энергетического реактора часто представляется в виде правильной, достаточно большой по размерам решетки, состоящей из одинаковых (протяженных по оси z) ячеек шестиугольного сечения. При этом выделяются два направления, вдоль которых скорость диффузии нейтронов различается наиболее сильно: перпендикулярное и параллельное оси z . Соответственно и коэффициенты диффузии гомогенизированной активной зоны (решетки) для этих двух направлений должны быть разными.

В книге [1] описывается один из способов расчета эффективного коэффициента диффузии (ЭКД) в периодической решетке для направления \vec{n} , основанный на сравнении диффузионных токов в исходной (гетерогенной) и гомогенизированной средах. С этой целью рассматривается линейное двумерное подпространство асимптотических решений группового уравнения переноса нейтронов, базис которого образуют функции

$$F_g^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = f_g^g(\vec{r}, \vec{\Omega}); F_g^j(\vec{r}, \vec{\Omega}) = x f_g^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + f_j^g(\vec{r}, \vec{\Omega}). \quad (1)$$

Здесь $x = (\vec{n}, \vec{r})$; $g = 1, 2, \dots, G$ — индекс энергетической группы; f_g^g, f_j^g — периодические по \vec{r} функции, удовлетворяющие групповым интегральным уравнениям переноса

$$f_g^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty e^{-c^g(l)} \left[\sum_{j=1}^g \int \sigma_s^{jg}(\vec{r}, \vec{\Omega}', \vec{\Omega}) f_j^g(\vec{r}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' + \sigma_a^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \right] dl; \quad (2a)$$

$$f_j^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty e^{-c^g(l)} \left[\sum_{j=1}^g \int \sigma_s^{jg}(\vec{r}, \vec{\Omega}', \vec{\Omega}) f_j^g(\vec{r}, \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}' + \sigma_a^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) - (\vec{\Omega}, \vec{n}) f_g^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \right] dl; \quad g = 1, 2, \dots, G, \quad (2b)$$

где $c^g(l)$ — оптическое расстояние между точками \vec{r} и \vec{r} в группе g , $l = |\vec{r}' - \vec{r}|$, $\vec{r}' = \vec{r} - \vec{\Omega} l$, $\sigma_s^{jg}(\vec{r}, \vec{\Omega}', \vec{\Omega})$ — сечение рассеяния нейтронов из группы j в группу g .

Размножение нейтронов на делящихся нуклидах учитывается в уравнениях (2) членами

$$q_g^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} Q_g^g(\vec{r}); \quad q_j^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} Q_j^g(\vec{r}),$$

которые в итерационных процедурах считаются формально независимыми.

В работе описывается алгоритм расчета двух ЭКД в решетке (продольного и поперечного) с помощью метода обобщенных вероятностей первых столкновений (ВПС). Рассматривается одна ячейка гетерогенной среды. Метод ВПС в данном случае требует соответствующего преобразования уравнений (2), а также специальной аппроксимации условия периодичности функций f_g^g и f_j^g в плоскости (x, y) при замене реальной ячейки цилиндрической моделью.

1. МОДЕЛЬ ЯЧЕЙКИ
И АЛГОРИТМ РАСЧЕТА В МЕТОДЕ ВПС

Предполагая в дальнейшем, что рассеяние нейтронов изотропно, проинтегрируем уравнения (2) по $\vec{\Omega}$ и введем обозначения

$$\sigma_s^{jg}(r, \vec{\Omega}', \vec{\Omega}) = \sigma_s^{jg}(r)/4\pi; \\ f_g^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega} = \Phi_g^g(\vec{r}); \quad f_j^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega} = \Phi_j^g(\vec{r}).$$

Величину $\Phi_j^g(\vec{r})$, которая в пределах ячейки меняет знак, назовем "косым потоком". Для упрощения дальнейших действий заменим функцию $f_j^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ в последнем члене правой части уравнения (2b) функцией $\Phi_j^g(\vec{r})/4\pi$ (т.е. будем считать этот член линейно ани-

зотропным). В результате вместо системы (2) получим другую систему уравнений:

$$\Phi_0^g(\vec{r}) = \int K^g(\vec{r}, \vec{r}') \left[\sum_{j=1}^g \sigma_{sj}^g(\vec{r}') \Phi_0^j(\vec{r}') + Q_0^g(\vec{r}') \right] d\vec{r}'; \quad (3a)$$

$$\Phi_1^g(\vec{r}) = \int K^g(\vec{r}, \vec{r}') \left[\sum_{j=1}^g \sigma_{sj}^g(\vec{r}') \Phi_1^j(\vec{r}') + Q_1^g(\vec{r}') \right] d\vec{r}' - \int K^g(\vec{r}, \vec{r}') (\Omega_0, \vec{n}) \Phi_0^g(\vec{r}') d\vec{r}', \quad (3б)$$

где

$$K^g(\vec{r}, \vec{r}') = \exp(-c^g(l))/4\pi l^2; \quad \vec{\Omega} = (\vec{r} - \vec{r}')/l.$$

Заметим, что здесь $d\vec{r}' = l^2 d\Omega dl$. Далее систему интегральных уравнений (3) преобразуем к системе уравнений метода ВПС.

Рассматривая гетерогенную размножающую среду, будем считать, что идеализированная ячейка этой среды состоит из бесконечных по оси z цилиндрических коаксиальных зон и $\Phi_0^g(\vec{r}) = Z_0^g(\rho)$, где ρ — радиус на плоскости $z = \text{const}$. Пусть вектор \vec{n} направлен перпендикулярно оси z .

Применяя метод ВПС, разобьем ячейку на достаточно тонкие подзоны (слои) с объемами V_k и поперечными сечениями U_k , $k = 1, 2, \dots, N$. Для имитации условий на внешней цилиндрической границе мысленно поместим ячейку в бесконечную непоглощающую среду, которую будем считать $(N+1)$ -й зоной. Сечение рассеяния в ней примем равным полному сечению в зоне с номером N . Кроме того, для общности будем считать, что нейтрон, прежде чем попасть из k -й зоны в $(N+1)$ -ю (или наоборот, из $(N+1)$ -й в k -ю), должен L раз “зеркально” отразиться от границы. Отражение от границы может иметь место и в случае перехода нейтронов из k -й зоны в любую другую. К сожалению, трудно заранее оценить оптимальное значение L . По-видимому, в конкретных задачах этот вопрос нужно решать с помощью численных экспериментов. При $L = 0$ получим условие “матового” отражения от границы.

При указанных предположениях подсистема (3а) интегральных уравнений (3) аппроксимируется следующей системой алгебраических уравнений метода ВПС:

$$U_k \sigma_k^g Z_{0k}^g = \sum_{m=1}^{N+1} U_m P_{mk}^{(0)g} \left[\sum_{j=1}^g \sigma_{sm}^j Z_{0m}^j + Q_{0m}^g \right], \quad (4)$$

где σ_k^g — полное сечение в k -й зоне ($\sigma = \sigma_s + \sigma_a$); Z_{0k}^g — среднее значение функции $Z_0^g(\rho)$ в k -й зоне;

$$P_{mk}^{(0)g} = \sum_{i=0}^L P_{imk}^{(0)g},$$

$P_{imk}^{(0)g}$ — вероятность нейтрону, рожденному (рассеянному) в слое $m \leq k$ претерпеть первое (следующее) столкновение в слое $k \leq m$ после i отражений от внеш-

ней границы ячейки; $P_{m, N+1}^{(0)g} = P_{L, mL+1}^{(0)g}$. Величины $P_{imk}^{(0)g}$ вычисляются через интегралы от функций Бикли Ki_3 [2].

В уравнениях (3б) функции $\Phi_1^g(\vec{r})$ нельзя считать постоянными в подобластях ячейки, так как правой частью уравнений (3б) порождается существенная их зависимость от θ — угла между \vec{n} и $\vec{\rho}$ на плоскости $z = \text{const}$. Вследствие этого формализм метода ВПС для уравнений (3б) несколько усложняется. Покажем, что в ячейке с цилиндрической симметрией “косой поток” может быть построен в форме

$$\Phi_1^g(\vec{r}) = Z_1^g(\rho) \cos \theta. \quad (5)$$

В самом деле, если равенство (5) верно, то и функции $Q_1^g(\vec{r})$ будут иметь вид произведений $Q_1^g(\rho) \cos \theta$. Рассматривая второй интеграл в правой части уравнений (3б), заметим, что

$$(\vec{\Omega}, \vec{n}) = \cos(\theta - \varphi) \sin \vartheta = [\cos \theta \cos \varphi + \sin \theta \sin \varphi] \sin \vartheta,$$

где ϑ — угол между $\vec{\Omega}$ и осью z в цилиндрической системе координат (см. также рисунок). В этом интеграле член с $\sin \theta$ при интегрировании по \vec{r} исчезает в силу антисимметрии по θ . Аналогично в первом интеграле множитель $\cos \theta'$ представляется в виде суммы

$$\cos \theta' = \cos(\bar{\theta} + \theta) = \cos \bar{\theta} \cos \theta - \sin \bar{\theta} \sin \theta, \quad (6)$$

последний член которой тоже исчезает при интегрировании по \vec{r} . Кроме того, будем считать, что при отражении от внешней границы ячейки поток нейтронов в этой задаче меняет знак. В итоге, принимая функции $Z_1^g(\rho)$ и $Q_1^g(\rho)$ кусочно-постоянными, получим систему уравнений метода ВПС для “косого” решения:

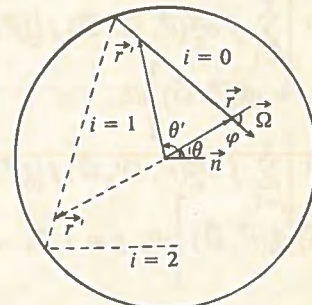
$$U_k \sigma_k^g Z_{1k}^g = \sum_{m=1}^{N+1} U_m P_{mk}^{(1)g} \left[\sum_{j=1}^g \sigma_{sm}^j Z_{1m}^j + Q_{1m}^g \right] - \sum_{m=1}^{N+1} U_m P_{mk}^{(2)g} Z_{0m}^g, \quad (7)$$

где

$$P_{mk}^{(1)g} = \sum_{i=0}^L (-1)^i \frac{\sigma_k^g}{U_m U_k} \int d\vec{r}' \int d\vec{r}'' K^g(\vec{r}', \vec{r}'') \cos \bar{\theta}; \quad (8)$$

$$P_{mk}^{(2)g} = \sum_{i=0}^L (-1)^i \frac{\sigma_k^g}{U_m U_k} \int d\vec{r}' \int d\vec{r}'' K^g(\vec{r}', \vec{r}'') \cos \varphi \sin \vartheta; \quad (9)$$

Расчетная модель переноса нейтронов в ячейке



Величины $P_{mk}^{(1)g}$ вычисляются аналогично $P_{mk}^{(0)g}$ через интегралы от функций Бикли Ki_3 . Как $P_{mk}^{(0)g}$, так и $P_{mk}^{(1)g}$ удовлетворяют известному соотношению взаимности, позволяющему ограничиться расчетом верхних треугольных матриц. Величины $P_{mk}^{(2)g}$ вычисляются через интегралы от функций Бикли Ki_4 . Значения $P_{kk}^{(0)g}$ находятся из условия нормировки:

$$\sum_{k=1}^{N+1} P_{mk}^{(0)g} = 1;$$

диагональные элементы остальных матриц вычисляются непосредственно приближенным интегрированием, а функции Бикли — интерполяцией по предварительно затабулированным их значениям.

По построению функциями $Z^g(\rho)$ и $Z^f(\rho)$ приближенно представляются периодические функции $\Phi^g(\rho)$ и $\Phi^f(\rho)$. В цилиндрической ячейке их периодичность аппроксимируется условием отражения для $f^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ и равенством нулю функций $Z^f(\rho)$ на внешней границе. В рамках метода ВПС последнее из указанных требований обеспечивается множителями $(-1)^i$ в формулах (8), (9), а также искусственным изменением знака величин $P_{m, N+1}^{(1)}$ и $P_{N+1, k}^{(1)}$, вычисленных по формуле (8), в случае четного числа L .

2. ЭФФЕКТИВНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ДИФФУЗИИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКЕ

Эффективный коэффициент диффузии D_n для направления \vec{n} в гомогенизированной решетке определим, исходя из равенства утечек нейтронов по направлению \vec{n} в исходной и гомогенизированной средах. В [1] показано, что определенный таким образом коэффициент диффузии при малых лапласианах глобального распределения потока нейтронов в решетке может быть вычислен по формуле (индекс g для краткости опустим):

$$D_n = -\frac{1}{V} \int x(\vec{v}, \vec{y}_1(\rho)) dS / \{Z_0(\rho)\}, \quad (10)$$

где $x = (\vec{n}, \vec{r})$; \vec{v} — внешняя нормаль к поверхности ячейки S ; \vec{y}_1 — ток нейтронов от распределения $f_1(\vec{r}, \vec{\Omega})$. Фигурные скобки символизируют усреднение по площади поперечного сечения ячейки.

В цилиндрической ячейке $\vec{v} = (\cos \theta, \sin \theta)$; $\vec{\rho}_N = R_N \vec{v} \in S$ (подразумевается при этом, что $\vec{n} = (1, 0)$). Воспользовавшись равенством

$$\vec{y}_1(\vec{\rho}_N) = x \vec{y}_0(\rho_N) + \vec{y}_1(\vec{\rho}_N) = \vec{I}_1(\vec{\rho}_N),$$

которое верно в силу того, что $\vec{y}_0(\rho_N) = 0$ (\vec{I}_1 — ток, отвечающий базисному решению $F_1(\vec{r}, \vec{\Omega})$), заменим для удобства вычислений в формуле (10) вектор

$\vec{y}_1(\vec{\rho}_N)$ вектором $\vec{I}_1(\vec{\rho}_N)$. В результате формула (10) сведется к виду

$$D_n = D_{\perp} = \frac{1}{\pi \{Z_0(\rho)\}} \int_0^{2\pi} \cos \theta(\vec{v}, \vec{I}_1(\vec{\rho}_N)) d\theta. \quad (11)$$

По определению

$$\begin{aligned} (\vec{v}, \vec{I}_1(\rho_N)) &= \int K^g(\vec{r}, \vec{r}_N) [x' Q_0^g(\vec{r}) + Q_1^g(\vec{r}) + \\ &+ \sum_{j=1}^g \sigma_j^g(\vec{r}) (x' \Phi_0^j(\vec{r}) + \Phi_1^j(\vec{r}))] (\vec{v}, \vec{\Omega}) d\vec{r}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $x' = \rho \cos \theta'$, $(\vec{v}, \vec{\Omega}) = \sin \vartheta \cos \varphi_N$ (φ_N — угол между векторами $\rho_N - \rho'$ и ρ_N). Снова представим $\cos \theta'$ в форме (6) и, учитывая равенство (5), получим:

$$(\vec{v}, \vec{I}_1(\vec{r}_N)) = (A + B) \cos \theta,$$

где

$$\begin{aligned} A &= \int K^g(\vec{r}, \vec{r}_N) \rho' \cos \theta' \left[\sum_{j=1}^g \sigma_j^g(\rho') Z_0^j(\rho') + \right. \\ &\quad \left. + Q_0^g(\rho') \right] (\vec{v}, \vec{\Omega}) d\vec{r}; \\ B &= \int K^g(\vec{r}, \vec{r}_N) \rho' \cos \theta' \left[\sum_{j=1}^g \sigma_j^g(\rho') Z_1^j(\rho') + \right. \\ &\quad \left. + Q_1^g(\rho') \right] (\vec{v}, \vec{\Omega}) d\vec{r}. \end{aligned}$$

Таким образом, согласно формуле (11)

$$D_{\perp} = - (A + B) / \{Z_0(\rho)\}. \quad (13)$$

Алгоритм приближенного вычисления величин A и B не будем описывать детально. Заметим только, что они выражаются в конечном счете через интегралы в пределах $(0, \rho_N)$ от функций Бикли Ki_3 и Ki_4 соответственно.

Вычисляя в группе g аксиальный ЭКД цилиндрической ячейки, направим вектор \vec{n} вдоль оси z и напишем формулу (11) для плоского слоя единичной толщины, вырезанного из ячейки по направлению оси z . Она принимает вид

$$D_{\parallel}^g = \frac{2}{R_N^2} \int_0^{R_N} y_2^g(\rho) d\rho / \{Z_0^g(\rho)\}, \quad (14)$$

где

$$y_2^g(\rho) = \int \Omega_z f_2^g(\rho, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega},$$

$f_2^g(\rho, \vec{\Omega})$ — периодическая по z функция (в данном случае от z не зависящая). При тех же предположениях, которые были сделаны ранее, групповые функции $f_2^g(\rho, \vec{\Omega})$ удовлетворяют системе уравнений

$$\begin{aligned} f_2^g(\rho, \vec{\Omega}) &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} e^{-c^g(l)} [-\Omega_z Z_0^g(\rho') + Q_2^g(\rho') + \\ &+ \sum_{j=1}^g \sigma_j^g(\rho') \int f_2^j(\rho', \vec{\Omega}') d\vec{\Omega}'] dl \end{aligned} \quad (15)$$

(сравните ее с системой (26)). Вид этих уравнений показывает, что функции

$$Z \xi_2(\rho) = \int f \xi_2(\rho, \vec{\Omega}) d\vec{\Omega}$$

и соответственно функции $Q \xi_2(\rho)$ следует считать равными нулю. Лишь при таком условии они будут "косыми" и периодическими по аргументу z . Но тогда

$$f \xi_2(\rho, \vec{\Omega}) = -\frac{\Omega_z}{4\pi} \int_0^\infty e^{-c^g(l)} Z \xi_0(\rho') dl.$$

Отсюда непосредственно получаем нужную нам величину

$$y \xi_2(\rho) = -\int K^g(\vec{r}, \vec{r}') Z \xi_0(\rho') \Omega_z^2 d\vec{r}'. \quad (16)$$

Применяя метод ВПС, умножим почленно выражение (16) на $\sigma^g(\rho)$ и проинтегрируем его по U_k . Сведем, таким образом, задачу к решению алгебраических уравнений

$$U_k \sigma_k^g y_{zk}^g = -\sum_{m=1}^{N+1} P_{mk}^{(3)g} U_m Z_{0m}^g,$$

где

$$P_{mk}^{(3)g} = \frac{\sigma_k^g}{U_m U_k} \int d\vec{\rho} \int d\vec{r} K^g(\vec{r}, \vec{r}') (1 - \sin^2 \vartheta). \quad (17)$$

Величины $P_{mk}^{(3)g}$ снова выражаются через функции Бикли K_{i3} , K_{i5} и вычисляются по тому же алгоритму, что и $P_{mk}^{(0)g}$ вместе с величинами $P_{mk}^{(1)g}$, $P_{mk}^{(2)g}$.

В итоге эффективный коэффициент диффузии по направлению оси z выражается формулой

$$D_{||} = -\sum_{k=1}^N U_k y_{zk}^g / \sum_{k=1}^N U_k Z_{0k}^g. \quad (18)$$

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. ВЫВОДЫ

Описанный выше подход к определению ЭКД был реализован ранее в программе КОРА [3] для плоских одномерных решеток. Теперь эта программа дополнена блоком расчета цилиндрических ячеек, что существенно расширяет возможности ее использования для исследования эффектов гетерогенности в реакторах с касетным строением активной зоны.

Для расчета матриц $\hat{P}^{(0)g}$, $\hat{P}^{(1)g}$, $\hat{P}^{(2)g}$, $\hat{P}^{(3)g}$ и т.п. в обобщенном методе вероятностей первых столкновений построен алгоритм, реализующий параллельное на каждом шаге интегрирование их строк по методу Симпсона с многократным использованием одних и тех же метрических и оптических длин хорд и функций Бикли. Такой алгоритм, по-видимому, не потребует больших дополнительных затрат машинного времени при возможном расширении метода, например, в случае учета нескольких моментов индикатрисы рассеяния при разложении ее по полиномам Лежандра.

В алгоритме при заданной точности предусмотрена возможность автоматического выбора шага интегрирования.

Для отладки и тестирования алгоритмов расчета цилиндрических ячеек рассматривались идеализированные двухзонные ячейки с безразмерными характеристиками. Получаемые результаты сравнивались с результатами аналогичных работ других авторов.

Значения D_{\perp} и $D_{||}$ вычисленные в P_1 - и P_2 -приближениях метода сферических гармоник, и соответствующие результаты метода ВПС приведены в табл. 1. Значения $D_{||}$ рассчитанные по формулам (16), (18), обозначены ВПС1, а рассчитанные по методу, описанному в [2] и основанному на требовании сохранения среднего квадрата свободного пробега нейтронов в исходной гетерогенной и гомогенизированной средах, — ВПС2. Расчеты в P_1 - и P_2 -приближениях проведены на основе общего подхода, изложенного в [1]. В табл. 1 показаны также величины $\bar{D} = 1/3\bar{\sigma}$, где $\bar{\sigma}$ — полные сечения, усредненные по ячейке обычным образом с весом объемов расчетных зон и потока нейтронов в них.

Таблица 1. Значения ЭКД для двухзонной ячейки с источником во внутренней зоне (исходные данные $Q_1 = 1; Q_2 = 0; \sigma_{a1} = \sigma_{a2} = 0,1; \sigma_2 = 1; R_1 = 1; R_2 = 2,5$)

Метод расчета	σ_1					
	0,1	0,2	0,5	1	2	6
	D_{\perp}					
P_1	0,464	0,446	0,409	0,376	0,342	0,288
P_2	0,341	0,416	0,408	0,382	0,347	0,282
ВПС	0,603	0,479	0,382	0,323	0,264	0,185
	$D_{ }$					
P_2	0,598	0,492	0,395	0,333	0,281	0,220
ВПС1	0,485	0,449	0,385	0,333	0,286	0,232
ВПС2	0,521	0,470	0,391	0,333	0,285	0,229
	\bar{D}^*					
P_1	0,409	0,400	0,374	0,333	0,267	0,129
P_2	0,486	0,441	0,388	0,333	0,258	0,121
ВПС	0,429	0,416	0,381	0,333	0,262	0,126

$$*) \bar{D} = \int Z_0(\vec{r}) d\vec{r} / 3 \int Z_0(\vec{r}) \sigma(\vec{r}) d\vec{r}.$$

Сравнение расчетных значений D_{\perp} для ячеек с сильной неоднородностью, когда, вообще говоря, диффузионное приближение неприменимо (особенно к расчету "косых" решений), показывает существенное расхождение результатов метода ВПС и P_1 , P_2 -приближений. Видно также, что в этом случае P_2 -приближение не уточняет величину D_{\perp} по сравнению с P_1 -приближением.

Результаты расчетов $D_{||}$ методами ВПС1 и ВПС2 близки. Вместе с тем использование формул (16), (18), т.е. метода ВПС1, в многогрупповом приближе-

Т а б л и ц а 2. Значения радиального ЭКД, рассчитанные разными методами (исходные данные $Q_1 = 0$; $Q_2 = 1$; $\sigma_1 = 1$; $\sigma_2 = 2$; $\sigma_{a2} = 0,02$)

R_1	R_2	ВПС	\bar{D}	P_1	P_3	Монте-Карло	ВПС	\bar{D}	P_1	P_3	Монте-Карло
$\sigma_{a1} = 0,2$						$\sigma_{a1} = 0,5$					
0,3	5	0,1670	0,1669	0,1673	0,1672		0,1675	0,1669	0,1677	0,1676	
0,5	5	0,1681	0,1673	0,1683	0,1681		0,1690	0,1672	0,1690	0,1688	$0,167 \pm 0,003$
0,8	5	0,1697	0,1682	0,1702	0,1701	$0,168 \pm 0,003$	0,1707	0,1677	0,1714	0,1712	
0,3	3	0,1674	0,1674	0,1678	0,1676		0,1674	0,1673	0,1679	0,1678	
0,5	3	0,1694	0,1686	0,1696	0,1693		0,1694	0,1682	0,1697	0,1695	$0,169 \pm 0,003$
0,8	3	0,1736	0,1712	0,1737	0,1733		0,1733	0,1699	0,1739	0,1736	
0,3	1	0,1765	0,1733	0,1766	0,1747		0,1752	0,1732	0,1763	0,1745	
0,5	1	0,1932	0,1880	0,1955	0,1901		0,1891	0,1852	0,1941	0,1892	$0,194 \pm 0,003$
0,8	1	0,2369	0,2371	0,2535	0,2333	$0,249 \pm 0,003$	0,2218	0,2275	0,2501	0,2306	$0,249 \pm 0,003$

нии более обоснованно по сравнению с методом, изложенным в [2].

В [4] приведены результаты расчетов D_{\perp} для идеализированных двухзонных цилиндрических ячеек в P_1 - и P_3 -приближениях (табл. 2). Для сравнения в табл. 2 показаны соответствующие результаты В.В. Коробейникова, полученные методом Монте-Карло [5], где D_{\perp} определяются через среднеквадратичный пробег нейтронов. Видно, что в большинстве случаев результаты метода ВПС или близки к результатам P_3 -приближения или находятся между результатами P_1 - и P_3 -приближений. Естественно, что для ячеек с большим поглощением расхождения в расчетных результатах больше. Следует также заметить, что при использовании метода Монте-Карло сохраняется среднеквадратичный пробег, а не утечка нейтронов из ячейки, причем величина D_{\perp} оказывается не зависящей от характера распределения источника нейтронов и тонкой гетерогенной структуры нейтронного потока в ячейке.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Румянцев Г.Я. Линейно-алгебраическая теория переноса нейтронов в плоских решетках. — М.: Атомиздат, 1979.

2. Кочуров Б.П. Численные методы в теории гетерогенного реактора. — М.: Атомиздат, 1980.
3. Коробейников В.В. и др. Учет эффектов гетерогенности в реакторных расчетах: Сб. докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов. — Димитровград: НИИАР, 1975.
4. Takeda T., Asecura K., Sekiura T. Radial Diffusion Coefficient in a Cylindrical Cell by P_3 -method. — J. Nucl. Energy, 1973.
5. Грабежной В.А., Коробейников В.В. Исследование анизотропии диффузии в решетках быстрых критических реакторов. — В кн.: Моделирование нейтронно-физических процессов в реакторах АЭС: Тез. докл. 4-го Всесоюз. сем. по проблемам физики быстрых реакторов. — М. 1985.

Статья поступила в редакцию
12 января 1990 г.

Исправленный вариант получен
8 мая 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 3—7.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГУЛЯТОРА В ЙОДНОЙ ЯМЕ

А.С. Герасимов, Т.С. Зарицкая, А.П. Рудик

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117259, Москва

Анализируется изменение эффективности регулятора за счет возмущений нейтронной плотности и градиента нейтронной плотности при прохождении йодной ямы.

CONTROL ROD EFFECTIVITY DURING THE XENON EXTRAPOLSONING. A.S. GERASIMOV, T.S. ZARITSKAYA, A.P. RUDIK. It is analysed the changing of control rod effectivity because of the perturbation of neutron flux and gradient of neutron flux during the xenon extrapolsoning.

Слепцы глядят на божий свет
Сквозь мрак своих идей.

К. Льдов

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При снижении мощности реактор попадает в "йодную яму" [1]. При этом в зависимости от расположения регуляторов происходит искажение нейтронной плотности и ее градиента. За счет этого меняется эффективность дополнительно вводимого в реактор регулятора, например, для остановки реактора. В данной работе анализируется изменение этой эффективности для наиболее характерных искажений нейтронной плотности и ее градиента в йодной яме. Рассмотрение проводится в однопрупповом приближении в одномерном случае. Исходное уравнение для нейтронной плотности $\Phi(z)$ при зависящих от z коэффициенте диффузии $D(z)$, коэффициенте размножения $k(z)$ и времени жизни нейтрона в среде реактора $T(z)$ [1]:

$$\frac{d}{dz} D(z) \frac{d\Phi}{dz} + \frac{k(z) - 1}{T(z)} \Phi = 0. \quad (1)$$

Конечно, в более реалистических расчетах вместо входящих в уравнение (1) функций следует использовать их эффективные значения.

УСЛОВИЯ КРИТИЧНОСТИ

Если $\Phi(z)$ из уравнения (1) удовлетворяет условию критичности реактора, то произвольные вариации $\delta D(z)$ и $\delta \left[\frac{k(z) - 1}{T(z)} \right]$ в общем случае нарушают критичность реактора. Чтобы реактор оставался критичным, необходимо ввести (или вывести) в реактор дополнительное поглощение. Пусть это осуществляется путем равномерного по высоте реактора введения поглотителя Δ . Предполагается, что распределение $\Phi(z)$ известно. Необходимо установить связи Δ с $\delta D(z)$ и $\delta \left[\frac{k(z) - 1}{T(z)} \right]$.

Обычно в физике реакторов используется теория возмущений в Лагранжевой форме [1]. Однако мы будем использовать Гамильтонову форму теории возму-

щений [2], которая представляется более адекватной рассматриваемой задаче. Для этого уравнение второго порядка (1) сведем к системе уравнений первого порядка. Введем фазовые переменные $x_1(z)$ и $x_2(z)$, определяемые следующими соотношениями:

$$x_1(z) = \Phi(z), \quad x_2(z) = D(z) \frac{d\Phi(z)}{dz}. \quad (2)$$

Согласно (1) фазовые переменные удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$\frac{dx_1}{dz} = U_2 x_2, \quad \frac{dx_2}{dz} = -U_1 x_1, \quad (3)$$

где $U_1(z) = \frac{k(z) - 1}{T(z)}$, $U_2 = D^{-1}(z)$, и граничному условию

$$x_1(0) = x_1(H). \quad (4)$$

Здесь H — высота реактора, предполагается, что торцевой отражатель отсутствует. Кроме того, задана мощность реактора

$$W = \int_0^H \Sigma_f(z) x_1(z) dz. \quad (5)$$

Условие критичности реактора сводится к требованию нулевой вариации функционала $J = H$ (размера реактора):

$$J = H = \int_0^H dz. \quad (6)$$

Тогда гамильтониан системы уравнений (3) с функционалом (6) имеет вид

$$\mathcal{H} = U_2 \psi_1 x_2 - U_1 \psi_2 x_1, \quad (7)$$

где сопряженные функции $\psi_i(z)$, $i = 1, 2$ удовлетворяют уравнениям:

$$\frac{d\psi_1}{dz} = U_1 \psi_2; \quad \frac{d\psi_2}{dz} = -U_2 \psi_1. \quad (8)$$

Если согласно (4) и (5) граничные условия для фазовых переменных заданы полностью, то граничные условия на сопряженные функции не заданы. Но при определении критичности реактора удобно считать,

что граничные условия для x_1 и ψ_2 и соответственно для x_2 и ψ_1 совпадают. Тогда критичность реактора определяется соотношениями:

$$\begin{aligned} \delta H \Big|_{U_1} &= - \int_0^H \left[\Delta \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial U_1} + \delta U_1(z) \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial U_1} \right] dz = \\ &= \int_0^H \left[\Delta + \delta U_1(z) \right] x_1^2 dz = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \delta H \Big|_{U_2} &= - \int_0^H \left[\Delta \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial U_1} + \delta U_2(z) \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial U_2} \right] dz = \\ &= \Delta \int_0^H x_1^2 dz + \int_0^H \delta U_2(z) x_2^2 dz = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Соотношения (9) и (10) давно известны. В частности, в работе [1] акцентируется внимание на том, что возмущение от введения поглощения нейтронов определяется интегралом от квадрата нейтронной плотности, а возмущение от введения рассеяния — интегралом от квадрата градиента нейтронной плотности.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ НЕ ПОЛНОСТЬЮ ПОГРУЖЕННОГО РЕГУЛЯТОРА

В соотношениях (9) и (10) отсутствуют какие-либо ограничения на вариации δU_1 и δU_2 . Это позволяет определять по этим формулам эффективность не полностью погруженного стержня. При этом надо считать, что в интервале $0 \leq z \leq z'$ $\delta U = \bar{\Delta}$, где $\bar{\Delta}$ заданная постоянная, а при $z > z'$ $\delta U = 0$. Другими словами, можно считать, что величина $\bar{\Delta}$ всюду отлична от нуля, но проводить интегрирование только в пределах $(0, z')$. Тогда получим:

$$\Delta(z') \Big|_{U_1} = - \bar{\Delta} \int_0^{z'} x_1^2 dz / \int_0^H x_1^2 dz; \quad (11)$$

$$\Delta(z') \Big|_{U_2} = - \bar{\Delta} \int_0^{z'} x_2^2 dz / \int_0^H x_1^2 dz. \quad (12)$$

Из формул (11) и (12) видно, что эффективность погруженного на глубину z' стержня полностью определяется распределением нейтронной плотности по высоте реактора. Поэтому дальнейшая задача в первую очередь сводится к определению нейтронной плотности в йодной яме.

МЕЛКАЯ ЙОДНАЯ ЯМА

Если нейтронный поток в номинальном режиме работы реактора невелик или мощность реактора снижается на непродолжительное время, то дополнительное отравление реактора в йодной яме ксеноном-135 мало. Тогда для определения искажений нейтронной плотности и градиента нейтронной плотности можно

использовать теорию возмущений. Возмущением в данном случае согласно (9) будет величина

$$\widetilde{\delta U}_1 = \delta U_1(z) - \int_0^H \delta U_1 x_1^2 dz / \int_0^H x_1^2 dz. \quad (13)$$

При этом величина δU_1 обусловлена распадом йода в ксенон, т.е.

$$\delta U_1(z) = A x_1(z), \quad (14)$$

а коэффициент A , входящий в (14), характеризует чувствительность коэффициента размножения к отравлению ксеноном-135.

Для определения возмущения нейтронной плотности в точке z' (наряду с канонической системой уравнений (3)) необходимо ввести в рассмотрение функционал:

$$x_1(z') = \int_0^H x_1(z) \delta(z - z') dz. \quad (15)$$

Гамильтониан, соответствующий уравнениям (3) и (15), будет равен

$$\mathcal{H}_1 = U_2 \psi_1 x_2 - U_1 \psi_2 x_1 - x_1(z) \delta(z - z'), \quad (16)$$

а уравнения для сопряженных функций (которые по-прежнему обозначаем как ψ_1 и ψ_2) окажутся следующими:

$$\frac{d\psi_1}{dz} = U_1 \psi_2 + \delta(z - z'), \quad \frac{d\psi_2}{dz} = -U_2 \psi_1. \quad (17)$$

Систему уравнений (17) можно преобразовать к такому виду:

$$\frac{d}{dz} U_2^{-1} \frac{d\psi_2}{dz} + U_1 \psi_2 = -\delta(z - z'). \quad (18)$$

Необходимо подчеркнуть, что, поскольку нейтронная плотность (с учетом нормировки мощности (5)) полностью определена, постольку на ψ_2 не наложено никаких граничных условий, в результате чего представляет интерес только частное решение неоднородного уравнения (18). Используя его, получаем

$$\delta x_1(z') = - \int_0^H \widetilde{\delta U}_1 x_1 \psi_2(z, z') dz. \quad (19)$$

С помощью вариации (19) можно найти возмущенное значение нейтронной плотности при той же нормировке мощности, что и перед йодной ямой

$$\bar{x}_1(z') = [x_1(z') + \delta x_1(z')] / [1 + \delta W/W]. \quad (20)$$

С этой нейтронной плотностью эффективность не полностью погруженного регулятора в мелкой йодной яме определяется по формуле (11) для поглощающего регулятора. Но если рассматривается рассеивающий регулятор, то необходимо знать и возмущенное значение градиента нейтронной плотности. Для этого дополним каноническую систему (3) функционалом

$$x_2(z') = \int_0^H x_2(z) \delta(z - z') dz \quad (21)$$

и получим следующие уравнения для сопряженных функций:

$$\frac{d\psi_1}{dz} = U_1\psi_2, \quad \frac{d\psi_2}{dz} = -U_2\psi_1 + \delta(z - z'), \quad (22)$$

которые можно привести к уравнению второго порядка

$$\frac{d}{dz} U_1^{-1} \frac{d\psi_1}{dz} + U_2\psi_1 = \delta(z - z'). \quad (23)$$

Определив из уравнения (23) вариацию

$$\delta x_2(z') = - \int_0^H \delta \tilde{U}_1 x_1(z) \psi_2(z, z') dz, \quad (24)$$

найдем нормированное значение возмущенного градиента

$$\tilde{x}_2(z') = [x_2(z') + \delta x_2(z')] / [1 + \delta W/W], \quad (25)$$

а с его помощью по формуле (12) — дифференциальную эффективность рассеивающего регулятора:

$$\Delta(z') \Big|_{U_2} = - \tilde{\Delta} \int_0^{z'} x_2^2 dz / \int_0^H x_1^2 dz. \quad (26)$$

Обратим внимание на некоторую специфику нахождения ψ_2 в данном случае. Сначала из уравнения (23) находится особое решение для ψ_1 , а затем из первого соотношения (22) находится ψ_2 .

Предположим, что невозмущенная нейтронная плотность $x_1(z) = \sin \pi z/H$. Это означает, что U_1 и U_2 — постоянные величины. Тогда частное решение неоднородных уравнений (18) и (23) согласно [3] оказывается

$$\psi_{2,1}(z, z') = \mp U_{2,1} \frac{\sin \alpha |z - z'|}{2\alpha}, \quad (27)$$

где $\alpha = \pi/H$.

Формулами (13)—(26) полностью описывается математический аппарат нахождения изменения эффективности поглощающих и рассеивающих регуляторов при прохождении мелкой йодной ямы.

ГЛУБОКАЯ ЙОДНАЯ ЯМА

Нахождение изменения нейтронной плотности и градиента нейтронной плотности при прохождении глубокой йодной ямы принципиально не составляет труда, но требует знания физических характеристик конкретного реактора. Поэтому в общем плане этот вопрос рассматриваться не будет. Ограничимся лишь замечанием, что если до прохождения йодной ямы распределение нейтронной плотности было выпуклым, то в глубокой йодной яме распределение станет "двугорбым". Это приведет к существенному возрастанию эффективности регулятора в момент его ввода в реактор.

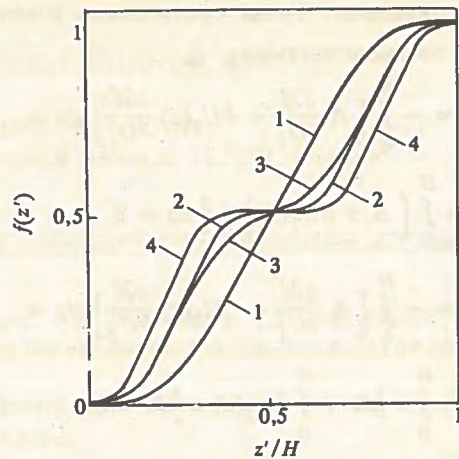


Рис. 1. Эффективности $f(z') = \int_0^{z'} x_2^2(z) dz / \int_0^H x_1^2(z) dz$ поглощающих регуляторов, погруженных на глубину z' , соответствующие распределениям $\Phi(z)$ 1—4

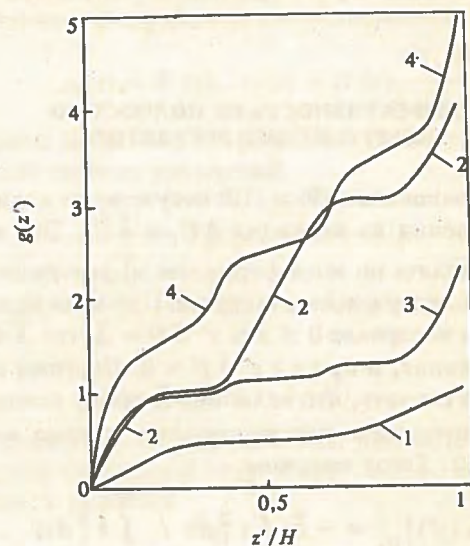


Рис. 2. Эффективности $g(z') = \int_0^{z'} x_2^2(z) dz / \int_0^H x_1^2(z) dz$ рассеивающих регуляторов, погруженных на глубину z' , соответствующие распределениям $\Phi(z)$ 1—4

Для оценки изменения эффективности регулятора в глубокой йодной яме рассмотрим четыре гипотетических распределения нейтронной плотности, в какой-то степени имитирующих распределение в йодной яме:

1. $\Phi(z) = \sin \alpha z, \quad \alpha = \pi/H;$
2. $\Phi(z) = |\sin 2\alpha z|;$
3. $\Phi(z) = 0,875 \sin \alpha z + 0,375 \sin 3\alpha z;$
4. $\Phi(z) = 0,75 \sin \alpha z + 0,75 \sin 3\alpha z.$

Эффективности поглощающих регуляторов (в одинаковой нормировке) приведены на рис. 1, а на рис. 2 — эффективности рассеивающих регуляторов, вычисленных по (11), (12) соответственно. Из этих рисунков видно, что повышение эффективности в мо-

мент погружения регулятора в реактор может достигать очень больших значений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изменение эффективности поглощающих и рассеивающих регуляторов в момент погружения в реактор в процессе прохождения йодной ямы имеет практическое значение. Причем полученные оценки указывают на то, что этот эффект весьма велик. Если для поглощающего регулятора этот эффект обеспечивает более надежное гашение произвольного разгона реактора, то для рассеивающего регулятора дело обстоит обратным образом, т. е. введение в этом случае рассеивающих стержней способствует самопроизвольному разгону реактора.

Не исключено, что рассмотренные в этой статье вопросы могут оказаться важными при эксплуатации энергетических реакторов.

Список литературы

1. Галанин А.Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1957.
2. Понтрягин Л.С. и др. Математическая теория оптимальных процессов. — М.: Физматгиз, 1965.
3. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М.: Наука, 1976.

Статья поступила в редакцию
19 января 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 8—11.

УДК 621.039.51

РАСЧЕТ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РЕАКТОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК К КОНСТАНТАМ С УЧЕТОМ ИЗМЕНЕНИЯ НУКЛИДНОГО СОСТАВА РЕАКТОРА В ПРОЦЕССЕ КАМПАНИИ

В.Б. Глебов, Г.Г. Куликов, В.В. Хромов
Московский инженерно-физический институт, 115409, Москва

Л.В. Коробейникова, Г.Н. Мантуров, М.Н. Николаев
Физико-энергетический институт, 249020, Обнинск

Описана методика расчета чувствительностей реакторных функционалов к групповым константам с учетом эффекта выгорания топлива. Для модели реактора БН-1600 получены оценки точности расчетов потери реактивности, характеристик воспроизводства и накопления.

CALCULATION OF SENSITIVITIES OF REACTOR CHARACTERISTICS TO CROSS SECTIONS WITH TAKING FUEL BURNUP EFFECT INTO ACCOUNT. V.B. GLEBOV, G.G. KULIKOV, V.V. KHROMOV, L.V. KOROBEGINIKOVA, G.N. MANTUROV, M.N. NIKOLAEV. A practical method for calculation of reactor property sensitivities to group cross sections with fuel burnup is described. The accurate predictions of burnup reactivity loss, breeding ratio and number densities for BN-1600 reactor model are given.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, одна из основных составляющих неопределенности расчетного предсказания физических характеристик реактора обусловлена погрешностями закладываемых в расчет констант. Оценка этой составляющей основана на расчетах коэффициентов чувствительности исследуемых характеристик к групповым константам нуклидов, входящих в состав зон проектируемого реактора. Кроме коэффициентов чувствительности необходимо знать и ковариационные матрицы погрешностей используемых в расчетах констант. Для системы констант БНАБ-78 такая матрица была составлена одновременно с разработкой самих групповых констант [1].

Расчеты коэффициентов чувствительности к константам и оценки точности расчетных предсказаний

параметров критичности и воспроизводства моделей быстрых реакторов-бридеров проводились неоднократно, например, в [1—3]. Эти оценки основаны на физических расчетах стационарной активной зоны реактора.

В данной работе рассмотрен вопрос расчета коэффициентов чувствительности к константам и оценки точности предсказания реакторных характеристик с учетом эффекта выгорания топлива при работе реактора на мощности. Вариационная методика таких расчетов развита в [4], а впоследствии — в [5]. В [4], однако, методика построена для непрерывной модели временной зависимости нейтронно-нуклидного поля. В [5] и в данной работе получены формулы расчета чувствительностей для дискретной модели поведения реактора. Применимость полученных формул проверена для модели быстрого реактора-бридера типа БН-1600.

Пусть в расчете исследуется функционал вида

$$F = \frac{\int \Phi^+ \hat{A} \Phi dv}{\int \Phi^+ \hat{B} \Phi dv},$$

зависящий от функций потока Φ и ценности Φ^+ , а \hat{A} и \hat{B} — некоторые произвольные операторы. В расчете величины Φ , Φ^+ , \hat{A} и \hat{B} являются функциями групповых констант σ .

Имеются два различных способа оценки величины коэффициентов чувствительности $(\sigma/F)(dF/d\sigma)$ реакторного функционала F к параметрам σ . Первый способ — это непосредственное определение влияния возмущения параметра σ на функционал F , при этом

$$\frac{\sigma}{F} \frac{dF}{d\sigma} \approx \frac{\Delta F/F}{\Delta \sigma/\sigma}.$$

Этот путь имеет преимущество, когда число возмущаемых параметров σ мало или велико число исследуемых функционалов F ($N_F > N_\sigma$).

Второй способ — использование теории возмущений, которая является наиболее эффективной в случае большого числа параметров σ [6, 7].

Рассмотрим вариационную математическую модель для расчета возмущения функционала F и чувствительностей $(\sigma/F)(dF/d\sigma)$ с учетом изменения во времени нуклидного состава зон реактора. Для этого построим лагранжиан взаимодействующих нейтронного и нуклидного полей, определяющий на точных решениях уравнений этих полей рассматриваемый функционал F .

Разобьем весь период облучения топлива (кампанию реактора) на несколько временных интервалов I . Примем, что $i = 1$ — начало кампании, а $i = I + 1$ — ее конец. Нас будет интересовать возмущение исследуемого функционала F_{I+1} на конец кампании реактора, обусловленное изменением параметра σ в начале кампании (т. е. величина $(\sigma/F_{I+1})(dF_{I+1}/d\sigma)$). Уравнение для потока нейтронов можно записать в операторной форме:

$$\hat{L}_i(\rho_i, \sigma) \Phi_i = 0, \quad i = 1, 2, \dots, I + 1. \quad (1)$$

При этом можно считать, что на каждом интервале $t \in [t_i, t_{i+1}]$ обеспечивается, например, изменением концентрации поглотителя, условие критичности $k_{эф}(t) = 1$.

Изменение нуклидного состава реактора описывается уравнением выгорания

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(t) = \hat{H}(C_i, \rho_i, \Phi_i, \sigma) \rho(t), \quad t \in [t_i, t_{i+1}] \quad (2)$$

с начальным условием $\rho_1 = \rho(t_1) = \rho_0$. Здесь $\rho(t)$ — вектор нуклидных концентраций; C_i — функция нормировки потока нейтронов на тепловую мощность реактора W_i :

$$C_i = K_i(\rho_i, \Phi_i, \sigma) = \frac{W_i}{\Phi_i \bar{E}_f} \quad (3)$$

где \bar{E}_f — интегральный поток, Φ_i — энергия, выделяемая при одном акте деления.

Для получения формул расчета чувствительностей воспользуемся вариационным принципом. Построим лагранжиан, являющийся расширением функционала F_{I+1} с учетом уравнений (1) — (3):

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = F_{I+1} + \sum_{i=1}^{I+1} \left[\Psi_i^+ \hat{L}_i \Phi_i + C_i^+ (C_i - K_i) \right] + \\ + \sum_{i+1}^{I+1} \int_{t_i}^{t_{i+1}} dt \rho^+(t) \left[\frac{\partial}{\partial t} \rho(t) - \hat{H}_i \rho(t) \right] + f^+ (\rho_1 - \rho_0). \quad (4) \end{aligned}$$

Лагранжиан построен таким образом, что из условия его стационарности вытекают уравнения (1) — (3) и уравнения для множителей Лагранжа — сопряженных функций Ψ^+ , C^+ , $\rho^+(t)$, f^+ :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho^+(t) = -\hat{H}_i^+ \rho^+(t), \quad t \in [t_i, t_{i+1}], \quad i = I, \dots, 1;$$

$$C_i^+ = \int_{t_i^+}^{t_{i+1}^-} dt \rho^+(t) \frac{\delta \hat{H}_i}{\delta C_i} \rho(t); \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \hat{L}_i^+ \Psi_i^+ = C_i^+ \frac{\delta K_i}{\delta \Phi_i} + \int_{t_i^+}^{t_{i+1}^-} dt \rho^+(t) \frac{\delta \hat{H}_i}{\delta \Phi_i} \rho(t); \\ f^+ = \rho_1^+ \end{aligned}$$

с условием скачка для функции $\rho^+(t)$ на границе двух временных интервалов

$$\rho_i^+ = \rho_i^+ \Psi_i^+ \frac{\delta \hat{L}_i}{\delta \rho_i} \Phi_i + C_i^+ \frac{\delta K_i}{\delta \rho_i}, \quad i = I + 1, \dots, 1$$

и с конечными условиями для функций C^+ , Φ^+ и ρ^+ :

$$C_{I+1}^+ = -\frac{\delta F_{I+1}}{\delta C_{I+1}},$$

$$\hat{L}_{I+1}^+ \Phi_{I+1}^+ = -\frac{\delta F_{I+1}}{\delta \Phi_{I+1}} + C_{I+1}^+ \frac{\delta K_{I+1}}{\delta \Phi_{I+1}}, \quad (6)$$

$$\rho_{I+1}^+ = -\frac{\delta F_{I+1}}{\delta \rho_{I+1}}.$$

Легко проверить, что необходимое и достаточное условие существования решений неоднородных уравнений (5) и (6) — ортогональность правых частей потоку нейтронов Φ — выполнено.

Интересующая нас чувствительность функционала F_{I+1} в конце кампании к параметру σ в начале кампании определяется через частную производную от лагранжиана (4):

$$\frac{\sigma}{F} \frac{dF}{d\sigma} \equiv \frac{\sigma}{F_{I+1}} \frac{dF_{I+1}}{d\sigma} = \frac{\sigma}{F_{I+1}} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \sigma} = \frac{\sigma}{F_{I+1}} \left\{ \frac{\partial F_{I+1}}{\partial \sigma} + \right.$$

$$+ \sum_{i=1}^{I+1} \left[\Psi_i^+ \frac{\partial \hat{L}_i}{\partial \sigma} \Phi_i - C_i^+ \frac{\partial K_i}{\partial \sigma} \right] - \sum_{i=1}^{I+1} \int_{t_i}^{t_{i+1}} dt \rho^+(t) \frac{\partial \hat{H}_i}{\partial \sigma} \rho(t) \} (7)$$

Чувствительности к начальному составу определяются как

$$\frac{\rho_0}{F_{I+1}} \frac{dF_{I+1}}{d\rho_0} = -f + \frac{\rho_0}{F_{I+1}}$$

Рассмотрим физический смысл составляющих чувствительности (7). Первый член формулы — функциональная составляющая (Φ) — показывает эффект прямого влияния изменения параметра σ на F_{I+1} . Второй член — спектральная составляющая (C) — показывает влияние изменения параметра σ через возмущение спектра потока нейтронов. Третий член — мощностная составляющая (M) — учитывает изменение функционала за счет изменения функции нормировки (3) потока нейтронов на мощность реактора. И, наконец, последний член — нуклидная составляющая (H) — описывает изменение функционала F_{I+1} за счет изменения скоростей процессов нуклидных превращений в реакциях (n, γ) , (n, f) и $(n, 2n)$, обусловленных изменением параметра σ в начале кампании реактора.

Отметим, что разные составляющие чувствительности функционала F_{I+1} определяются разными константами σ . Так, составляющая Φ определяется только константами, входящими в описание функционала; C — всеми константами, кроме постоянной радиоактивного распада; M — только константами деления и захвата; H — константами реакций деления, захвата, $(n, 2n)$ и постоянной радиоактивного распада.

РАСЧЕТНЫЕ МОДЕЛИ И ПРИБЛИЖЕНИЯ

Описанная методика была реализована в виде программы SENS на Фортране. В программе SENS уравнения для функций потока Φ решаются в многогрупповом B^2 -приближении. Очевидно, что данная модель применима для расчета чувствительностей тех функционалов, которые определяются нейтронными свойствами одной зоны реактора. Выбранная модель позволяет получить безытерационный алгоритм расчета чувствительностей и создать оперативную программу их расчета в многогрупповом приближении.

Основные задачи расчетных исследований состояли в том, чтобы показать необходимость учета изменения нуклидного состава реактора при расчете чувствительностей, а также применимость выбранной модели и роль всех составляющих чувствительностей.

Для проверки методики были выполнены расчеты для двумерной RZ-модели быстрого реактора-бридера типа БН-1600 [8] со смешанным оксидным уран-плутониевым топливом и натриевым теплоносителем с традиционной (гомогенной) компоновкой активной зоны. Исходным состоянием модели реактора является среднестационарное состояние активной зоны, ха-

рактеризуемое средней глубиной выгорания $\sim 3,6\%$ тяжелых атомов.

Исследовались функционалы: эффективный коэффициент размножения нейтронов $K_{эф}$, потеря реактивности Δk за кампанию, параметр воспроизводства — breeding gain (BG) и накопление изотопов ^{239}Pu и ^{241}Pu ρ^{39} и ρ^{41} . Расчеты чувствительности этих функционалов к константам выполнялись для трех состояний реактора: исходного (среднестационарного) состояния; состояния, соответствующего циклу облучения топлива 150 сут ($\Delta k = -2,3\%$, глубина выгорания $\epsilon = 2,5\%$); и состояния на конец кампании реактора — 450 сут ($\Delta k = -6,1\%$, $\epsilon = 6,5\%$). Рассматривались “цепочка выгорания” от ^{238}U до ^{242}Pu без учета распада ^{241}Pu и накопления ^{241}Am .

Расчеты по программам SENS проводились для зоны малого обогащения с параметром B^2 , оцененным в результате двумерного расчета начального состояния по программному комплексу ТВК-2Д [9] в диффузионном приближении. Тестировка методики оценки чувствительностей выполнялась путем сравнения с результатами аналогичных расчетов, выполненных средствами ТВК-2Д. Для этого комплекс ТВК-2Д был модифицирован. На основе имевшихся в нем ранее возможностей расчетов по обобщенной теории возмущений был осуществлен приближенный расчет коэффициентов чувствительности с учетом выгорания топлива. Естественно, данный приближенный метод расчета коэффициентов чувствительности является упрощением точной формулы их оценки (7). Отметим основные приближения данного подхода, опираясь на представление коэффициентов чувствительности по составляющим (7). В рамках приближенного подхода, реализованного в ТВК-2Д, функциональная составляющая учитывается точно. Спектральная составляющая предполагается не зависящей от времени и рассчитывается на момент конца (или начала) кампании. При этом расчет проводится без учета слагаемого в уравнении (6), связанного с нормировкой потока нейтронов на мощность. Нуклидная составляющая учитывается в приближении постоянства по времени подынтегрального выражения в (7), а мощностная составляющая считается пренебрежимо малой. Очевидно, что отмеченные приближения ограничивают применимость реализованной в ТВК-2Д методики, что следует иметь в виду при ее использовании.

Рассмотрим подробнее способ приближенной оценки нуклидной составляющей. При малых глубинах выгорания изменение нуклидного состава топлива в зоне n за время облучения Δt можно описать формулой

$$\Delta \rho_l^n \cong (\rho_{l-1}^n \bar{\sigma}_{c, l-1}^n - \rho_l^n \bar{\sigma}_{a, l}^n) \bar{\Phi}_n \Delta t, \quad (8)$$

$$\Delta \rho_{оск.}^n = \bar{\Phi}_n \Delta t \sum_l \rho_l^n \bar{\sigma}_{f, e}^n$$

где l — номер нуклида в “цепочке выгорания”. Тогда для потери реактивности с выгоранием в рамках теории малых возмущений можно записать

$$\Delta k = k' - k \approx \sum_n \sum_l \frac{\partial k}{\partial \rho_l^n} \Delta \rho_l^n$$

и в соответствии с (8) нуклидная составляющая чувствительности величины Δk (соответственно k') к параметру σ может быть оценена по формуле

$$\left(\frac{\sigma}{\Delta k} \frac{\partial \Delta k}{\partial \sigma} \right)_H \approx \frac{1}{\Delta k} \sum_n \sum_l \frac{\partial k}{\partial \rho_l^n} \sigma \frac{\partial \Delta \rho_l^n}{\partial \sigma} \quad (9)$$

Аналогично (9) можно записать формулы для любого дробно-линейного функционала, в том числе и для BG

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчитанные коэффициенты чувствительности к константам для $K_{эф}$ на различные моменты времени

по кампании реактора, а также величины потери реактивности Δk (для $t = 150$ и 450 сут чувствительности Δk к константам очень близки) представлены в табл. 1 и 2. Расчеты выполнены тремя различными способами: по программе SENS, реализующей в полном виде формулу (7), и в рамках комплекса ТВК-2Д методом прямого возмущения констант ($\sigma + \Delta\sigma$) и по приближенной методике учета выгорания, описанной ранее (в таблицах приводятся чувствительности к константам, дающим определяющий вклад в погрешность расчетов). Как видно, для $K_{эф}$ и Δk наблюдается хорошее согласие всех трех способов расчета чувствительностей. Имеющееся небольшое расхождение в чувствительностях к σ_c и σ_f ^{238}U и σ_f ^{239}Pu вполне можно объяснить различием принятых в программах

Таблица 1. Коэффициенты чувствительности параметра критичности $K_{эф}$ к константам на различные моменты времени по кампании реактора

Константа	ТВК-2Д					SENS					
	исходное состояние	$\sigma + \Delta\sigma$	О	Ф + С	Н	исходное состояние	О	Ф	Н	С	М
$t = 150$ сут											
σ_c ^{238}U	-0,201	-0,13	-0,133	-0,202	0,070	-0,205	-0,125	-0,202	0,083	-0,007	0,001
σ_f ^{238}U	0,069	0,08	0,069	0,070	-0,001	0,070	0,070	0,068	-0,001	0	0,002
σ_c ^{239}Pu	-0,042	-0,05	-0,056	-0,042	-0,014	-0,044	-0,059	-0,044	-0,014	-0,001	0
σ_f ^{239}Pu	0,469	0,43	0,419	0,479	-0,060	0,470	0,421	0,485	-0,072	-0,004	0,012
ν ^{239}Pu	0,643	0,67	0,653	0,653	0	0,647	0,664	0,664	0	0	0
σ_c ^{240}Pu	-0,023	-0,01	-0,012	-0,023	0,011	-0,024	-0,013	-0,024	0,012	-0,001	0
σ_c ^{241}Pu	-0,006	-0,01	-0,010	-0,006	-0,004	-0,007	-0,010	-0,006	-0,003	0	0
σ_f ^{241}Pu	0,122	0,09	0,089	0,112	-0,023	0,118	0,087	0,107	-0,022	-0,001	0,008
σ_c оск	-0,014	-0,02	-0,022	-0,022	0	-0,016	-0,026	-0,027	0,001	0	0
$t = 450$ сут											
σ_c ^{238}U	-0,201	—	-0,004	-0,204	0,208	-0,205	0,002	-0,196	0,215	-0,019	0,002
σ_f ^{238}U	0,069	—	0,067	0,069	-0,002	0,070	0,068	0,065	-0,004	0	0,007
σ_c ^{239}Pu	-0,042	—	-0,082	-0,042	-0,040	-0,044	-0,082	-0,044	-0,035	-0,035	0
σ_f ^{239}Pu	0,469	—	0,314	0,497	-0,184	0,470	0,332	0,507	-0,200	-0,011	0,035
ν ^{239}Pu	0,643	—	0,672	0,672	0	0,647	0,687	0,687	0	0	0
σ_c ^{240}Pu	-0,023	—	0,008	-0,024	0,032	-0,024	0,001	-0,025	-0,028	-0,002	0
σ_c ^{241}Pu	-0,006	—	-0,016	-0,006	-0,010	-0,007	-0,013	-0,005	-0,008	-0,001	0
σ_f ^{241}Pu	0,122	—	0,030	0,095	-0,065	0,118	0,047	0,092	-0,050	-0,003	0,009
σ_c оск	-0,014	—	-0,040	-0,040	0	-0,016	-0,045	-0,048	0,005	-0,001	0

Т а б л и ц а 2. Коэффициенты чувствительности величины потери реактивности Δk к константам ($t = 150$ сут)

Константа	ТВК-2Д				SENS				
	$\sigma + \Delta \sigma$	О	Ф + С	Н	О	Ф	Н	С	М
σ_c^{238U}	- 3,0	- 3,17	0,09	- 3,26	- 3,84	- 0,35	- 3,78	0,31	- 0,02
σ_f^{238U}	- 0,15	0,03	0	0,03	- 0,09	- 0,02	0,04	- 0,01	- 0,10
σ_c^{239Pu}	0,35	0,67	0,07	0,60	0,66	- 0,03	0,65	0,05	- 0,01
σ_f^{239Pu}	1,9	2,47	- 0,40	2,87	2,16	- 0,74	3,28	0,17	- 0,55
ν^{239Pu}	- 0,43	- 0,50	- 0,50	0	- 0,67	- 0,67	0	0	0
σ_c^{240Pu}	- 0,45	- 0,45	0,04	- 0,49	- 0,50	- 0,01	- 0,52	0,03	0
σ_c^{241Pu}	0,13	0,14	- 0,02	0,16	0,12	- 0,04	0,15	0,01	0
σ_f^{241Pu}	1,2	1,45	0,43	1,02	1,42	0,51	1,00	0,05	- 0,13
$\sigma_c^{оск}$	0,35	0,41	0,41	0	0,43	0,45	- 0,04	0,02	0

Т а б л и ц а 3. Коэффициенты чувствительности к константам параметра воспроизводства BG_{3MO}

Константа	Исходное состояние			$t = 450$ сут				
	О	Ф	С	О	Ф	С	Н	М
σ_c^{238U}	- 8,22	- 9,05	0,83	4,86	- 10,82	0,53	5,44	0
σ_c^{239Pu}	1,09	0,95	0,14	0,35	1,23	0,11	- 0,99	0
σ_f^{239Pu}	7,01	6,54	0,47	4,60	8,28	0,34	- 3,91	- 0,10
σ_c^{241Pu}	0,32	0,30	0,02	0,12	0,28	0,01	- 0,17	0
σ_f^{241Pu}	1,72	1,59	0,13	0,48	1,45	0,05	- 0,99	- 0,03

Т а б л и ц а 4. Коэффициенты чувствительности к константам функционалов накопления ρ^{39} и ρ^{41}

Константа	$t = 150$ сут				$t = 450$ сут			
	О	С	Н	М	О	С	Н	М
Функционал ρ^{39}								
σ_c^{238U}	0,170	- 0,012	0,181	0	0,421	- 0,027	0,447	0,001
σ_c^{239Pu}	- 0,041	- 0,001	- 0,039	0	- 0,105	- 0,003	- 0,102	0
σ_f^{239Pu}	- 0,151	- 0,007	- 0,148	0,004	- 0,374	- 0,016	- 0,387	0,028
Функционал ρ^{41}								
σ_f^{239Pu}	0,066	- 0,001	0	0,068	0,116	- 0,016	- 0,009	0,141
σ_c^{240Pu}	0,127	- 0,001	0,128	0	0,365	- 0,004	0,369	0,001
σ_c^{241Pu}	- 0,036	0	- 0,036	0	- 0,094	- 0,001	- 0,093	0
σ_f^{241Pu}	- 0,189	0	- 0,205	0,016	- 0,509	- 0,005	- 0,538	0,034

ТВК-2Д и SENS приближений. Однако следует отметить, что на оценке точности расчета величин $K_{эф}$ и Δk эти расхождения никак не скажутся. Из сравнения приводимых данных можно сделать вывод, что при расчетах чувствительностей с выгоранием для функционалов $K_{эф}$ и Δk роль спектральной S и мощностной M составляющих мала, во всяком случае по сравнению с ролью нуклидной N (хотя в отдельных случаях мощностная составляющая играет заметную и даже определяющую роль, например, для чувствительности Δk к σ_f^{239Pu} и σ_f^{238U}). Этот вывод получен лишь для рассмотренной здесь модели реактора БН-1600 традиционной конструкции и нуждается в проверке для реакторов других типов.

Роль различных составляющих при расчете чувствительностей к константам параметра воспроизводства BG зоны малого обогащения (ЗМО) модели БН-1600 показана в табл. 3 (расчеты выполнены по программе SENS, $BG_{ЗМО} = -0,10$). Как видно, эффект выгорания топлива весьма заметно влияет на величины чувствительностей, причем как и в случае $K_{эф}$, для BG нуклидная составляющая N играет гораздо более важную роль, чем спектральная S и мощностная M .

Значения коэффициентов чувствительности функционалов концентрации нуклидов ^{239}Pu (ρ^{39}) и ^{241}Pu (ρ^{41}) на конец микрокампании (150 сут) и кампании (450 сут) для ЗМО реактора типа БН-1600 приведены в табл. 4 (расчеты выполнены по программе SENS). Из таблицы видно, что нуклидная составляющая N является определяющей практически во всех случаях (функциональная составляющая Φ равна нулю). Функционалы накопления наиболее чувствительны к сечениям σ_c нуклида-предшественника (положительная величина) и σ_f самого нуклида (отрицательная величина). Константные составляющие погрешностей расчета величин ρ^{39} и ρ^{41} равны: на момент 150 сут 0,9 и 2,3% соответственно; на момент 450 сут — 1,4 и 3,9%.

Основные источники константной составляющей погрешностей расчета функционалов $K_{эф}$, Δk и BG для быстрого реактора-бридера типа БН-1600, полученные по результатам расчетов коэффициентов чувствительности с учетом эффекта выгорания представлены в табл. 5. При этом для $BG_{ЗМО}$ учтен факт необходимости компенсации не критичности [10] начального состояния реактора за счет возможных погрешностей в константах (компенсация выполнена изменением обогащения топлива); принято, что компенсационные члены на момент окончания и начала кампании равны. Как видно из табл. 5, основные источники погрешностей расчета — это неопределенности сечений σ_c и σ_{in}^{238U} , σ_c и σ_f^{239Pu} и ^{241}Pu , что согласуется с данными работ [1, 3, 11] и соответствует точностям расчетов без учета результатов макроскопических экспериментов на критических сборках и реакторах.

Т а б л и ц а 5. Основные источники погрешностей расчета $K_{эф}$, потери реактивности Δk и BG (%) модели реактора БН-1600

Константа, %	$K_{эф}$	Δk	$t = 0$	BG_x $t=450$ сут
$\sigma_c^{238U}, 5$	1,0	15	26	17
$\sigma_{in}^{238U}, 10$	0,6	0,8	4,5	6,5
$\sigma_c^{239Pu}, 6$	0,3	4,0	7,5	4,8
$\sigma_f^{239Pu}, 3$	1,5	6,0	7,5	1,0
$\nu^{239Pu}, 1$	0,6	0,5	1,0	1,2
$\sigma_c^{240Pu}, 10$	0,2	3,8	0,5	1,0
$\sigma_c^{241Pu}, 15$	0,1	2,7	5,5	3,2
$\sigma_f^{241Pu}, 5$	0,6	7,3	3,4	2,6
$\nu^{241Pu}, 2$	0,3	1,2	2,0	2,3
$\sigma_c^{оск}, 10$	0,1	4,5	1,5	2,6
Суммарные погрешности	2,4%	21% (или 0,5% $\Delta k/k$)	33% (или 0,03)	18% (или 0,02)

ВЫВОДЫ

1. При расчете чувствительностей реакторных функционалов к константам необходимо учитывать изменение нуклидного состава реактора в процессе кампании. Это видно из того, что чувствительности, рассчитанные в исходном состоянии реактора и на конец кампании, отличаются друг от друга в несколько раз, а возможна и смена знака у чувствительности на противоположный.

2. Хорошее согласие значений чувствительностей, полученных по программам SENS, с рассчитанными по программе ТВК-2Д показывает применимость многогруппового B^2 -приближения для расчета чувствительностей таких функционалов, как $K_{эф}$, Δk , BG и ρ^{39} , ρ^{41} .

3. Роль спектральной и мощностной составляющих, как правило, незначительна по сравнению с другими составляющими чувствительности. Преобладающими составляющими являются функциональная (если она имеется) и нуклидная.

4. В случае небольших глубин выгорания, что практически имеет место для проектируемых моделей быстрых реакторов, влияние выгорания топлива на чувствительности может быть с приемлемой точностью учтено приближенным методом.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. — М.: Энергоиздат, 1981.
2. Алексеев П.Н., Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. Оценка погрешностей расчета коэффициентов критичности и воспроизводства энергетических быстрых реакторов из-за неточности нейтронных

данных. — Атомная энергия, 1980, т. 49, вып. 4, с. 221.

3. Мантуров К.Н., Матвеев В.И., Николаев М.Н. и др. Требования к точности расчета нейтронно-физических характеристик быстрых реакторов-бридеров, степень и пути их удовлетворения. — В кн.: Матер. Междунар. конф. по нейтронной физике (Киев, СССР, 21—25 сентября 1987 г.).
4. Точеный Л.В., Хромов В.В. Вариационный метод расчета коэффициентов чувствительности характеристик облученного топлива к неопределенности в ядерных данных. — В кн.: Физика ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1977, вып. 5, с. 47.
5. Takeda T., Umamo T. Burnup Sensitivity Analysis in a Fast Breeder Reactor. Part I: Sensitivity Calculation Method With Generalized Perturbation Theory. — Nucl. Sci. Eng., 1985, vol. 91, p. 1.
6. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. — М.: Атомиздат, 1980.
7. Стумбур Э.А. Применение теории возмущений в физике ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1976.

8. Троянов М.Ф., Матвеев В.И., Новожилов А.И. и др. Концепция активных зон энергетических реакторов на быстрых нейтронах, оптимизация физических характеристик реактора БН-1600. В кн.: Fast Reactor Physics 1979. — Vienna: IAEA, 1980, vol. 2, p. 117.
9. Алексеев П.Н., Зарицкий С.М., Усачев Л.Н., Шишков Л.К. Комплекс программ ТВК-2Д. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1983, вып. 4(33), с. 32.
10. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г. О коррекции сечений по данным интегральных экспериментов. — ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1974, вып. 17, с. 21.
11. Kamei T., Yoshida T., Takeda T., Umamo T. Burnup Sensitivity Analysis in a Fast Breeder Reactor. Part II: Prediction Accuracy of Burnup Characteristics. — Nucl. Sci. Eng., 1985, vol. 91, p. 11.

Статья поступила в редакцию
17 июля 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 11—17.

УДК 621.039.5

ЦЕННОСТЬ ИЗОТОПОВ ПЛУТОНИЯ ПО ВОСПРОИЗВОДСТВУ ТОПЛИВА В РЕАКТОРЕ НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ

Г.Б. Усынин, В.А. Чирков, Б.А. Африн

Нижегородский политехнический институт, 603600, Нижний Новгород

В работе предложена методика расчета ценности изотопов относительно коэффициента роста топлива — отношения масс выгружаемого и загружаемого топлива. Решается прямая и сопряженная задачи, в которых собственные векторы выступают как состав загружаемого топлива и ценности изотопов соответственно, а собственное число есть коэффициент роста топлива. В качестве примера приведены ценности изотопов при различных схемах замыкания топлива в реакторах на быстрых нейтронах различной мощности.

PLUTONIUM ISOTOPES WORTH FOR FUEL REPRODUCTION IN A FAST REACTOR. G.B. USYNIN, V.A. CHIRKOV, B.A. AFRIN. The calculation method of isotope worth concerning fuel growth coefficient (the ratio of unloaded and loaded fuel mass) is presented. The direct and adjoint problem in which eigenvectors act correspondingly as the composition of loaded fuel and the worth of isotopes is solved, the eigenvalue being the fuel growth coefficient. The isotope worth in various schemes of fuel return in the reactors is given as an example.

Сравнение реакторов на быстрых нейтронах (РБН) с различными видами топлива, компоновками и т.п. затруднено из-за неопределенности условий (в частности, изотопного состава), при которых проводилось определение этих характеристик. Поэтому обычно характеристики РБН вычисляются в так называемом собственном топливном режиме (СТР).

Для определения изотопного состава топлива в СТР требуется многократный (~ 15 + 20 раз) расчет РБН в режиме перехода от произвольного изотопного состава к собственному (переходный режим). Представляется целесообразным разработку методик определения асимптотических характеристик воспроизводства в СТР без расчета переходного режима.

Запишем в предположении непрерывной перегрузки уравнение выгорания изотопов ^{238}U , $^{239-242}\text{Pu}$ в реакторе:

$$\begin{aligned} dp_i(r,t)/dt = & \sigma_{cf,i-1}(r) \rho_{i-1}(r,t) \Phi(r) - \\ & - \sigma_{cf,i}(r) \rho_i(r,t) \Phi_i(r) \end{aligned}$$

(обозначения общепринятые). Составим уравнение баланса изотопов в собственном топливном режиме:

$$\int_V \mu(r) \frac{\rho_i^1(r)}{T(r)} dr = K P_i \int_V \mu(r) \frac{\rho_i^0(r)}{T(r)} dr, \quad (1)$$

где $\mu(r)$, $T(r)$ — концентрация и время нахождения тяжелых атомов в точке r ; $\rho_i^1(r)$, $\rho_i^0(r)$ — относительная концентрация i -го изотопа в выгружаемом и за-

ружаемом топливе; KP_i — коэффициент роста, равный отношению масс i -го изотопа в выгружаемом и загружаемом топливе. В СТР KP_i для всех изотопов топлива равны между собой.

Используя условия сохранения массы тяжелых атомов и критичности реактора, систему уравнений (1) можно свести к задаче на собственные значения [1, 2]:

$$\hat{A} \vec{c}^0 = KP \vec{c}^0, \quad (2)$$

где

$$\vec{c}^0 = \left\{ 1, \frac{\rho_{240}^0}{\rho_{239}^0}, \frac{\rho_{241}^0}{\rho_{239}^0}, \frac{\rho_{242}^0}{\rho_{239}^0} \right\} -$$

состав загружаемого и выгружаемого топлива.

Для вычисления элементов матрицы A необходимо знание реактивности i -го изотопа, суммарного статистического веса и времени нахождения топлива в точке r .

В результате решения уравнения (2) получим коэффициент роста KP , вектор состава топлива \vec{c}^0 , скорости загрузки $P_i^0 = c_i^0 \int_V (\mu(r)/T(r)) \rho_0^0(r) dr$ и выгрузки $P_i^1 = c_i^0 \int_V (\mu(r)/T(r)) \rho_1^0(r) dr$ плутониевых изотопов и эквивалентного плутония $P = \sum_i P_i w_i$.

Здесь w_i — компоненты вектора, определяющего эквивалентный плутоний.

Для СТР характеристики — коэффициент роста $KP = \sum w_i P_i^1 / \sum w_i P_i^0$ и скорости воспроизводства [3] $CV = \sum w_i (P_i^1 - P_i^0) / \sum w_i G_i$ (где G_i — количество i -го изотопа в топливном цикле РБН) — не зависят от весовых коэффициентов w_i . Иными словами, для собственного изотопного состава эти характери-

стики постоянны при любых весовых коэффициентах w_i .

Задачу определения характеристик воспроизводства в СТР можно поставить иначе. Для топлива произвольного изотопного состава найти такие весовые коэффициенты w_i^{BC} , чтобы характеристики KP и CV оставались постоянными и приравненными характеристикам СТР. Легко показать, что это будет выполняться, если $w_i^{BC} = c_i^*$, где c_i^* — решение уравнения (2) с транспонированной матрицей \hat{A}^* [2]. Весовой коэффициент w_i^{BC} определяет ценность i -го изотопа плутония по вкладу в воспроизводство.

Как следует из [3], по физическому смыслу ценность i -го изотопа по вкладу в воспроизводство w_i^{BC} можно представить как отношение дополнительного количества любого изотопа от возмущения развивающейся системы РБН i -м изотопом к дополнительному количеству того же изотопа от возмущения системы изотопом ^{239}Pu в момент времени $t = 0$. Вычисленные с использованием w_i^{BC} характеристики воспроизводства не зависят от изотопного состава и равны их значениям в СТР. В таблице приведены результаты расчета коэффициентов роста KP , изотопного состава c_i и ценности w_i^{BC} для РБН мощностью 800 и 1600 МВт (эл.) традиционной компоновки с окисной загрузкой.

Как показывают расчеты, вектор $\vec{c}^0 = (c_1^0, c_2^0, c_3^0, c_4^0)$ сильно зависит от способа замыкания топлива. Так, в случае замыкания топлива только по активной зоне количество высших изотопов сравнимо с количеством основного делящегося изотопа — ^{239}Pu . Причем уменьшение мощности ведет к еще большему накоплению высших изотопов в активной зоне. При замыкании топлива по реактору в целом, по активной зоне и торцевому экрану происходит раз-

Характеристики РБН в зависимости от способа замыкания топлива и мощности

Интегрирование в формуле (2)	Коэффициент роста KP	Относительный состав топлива c_i^0				Относительная ценность i -го изотопа по воспроизводству по сравнению с ^{239}Pu $c_i = w_i^{BC}$			
По всему объему реактора	1,26	1;	0,30	0,047;	0,016	1;	0,50;	1,11;	- 0,11
	1,11	1;	0,32;	0,047;	0,017	1;	0,49;	1,01;	- 0,08
По активной зоне и торцевому экрану	1,11	1;	0,41;	0,069;	0,032;	1;	0,56;	1,07;	- 0,17
	0,99	1;	0,54;	0,090;	0,059;	1;	0,61;	0,90;	- 0,21
Только по активной зоне	0,97	1;	0,63;	0,12;	0,09	1;	0,66;	0,97;	- 0,32
	0,92	1;	1,09;	0,21;	0,42	1;	0,76;	0,68;	- 0,79

Примечание. Значения в верхней строчке соответствуют мощности реактора 1600 МВт (эл.), в нижней строчке — 800 МВт (эл.).

бавление плутония с большим содержанием высших изотопов плутонием с малым содержанием высших изотопов. Причем в случае замыкания топлива по всему реактору в целом вектор \vec{c}^0 слабо зависит от мощности.

Как и в [4], можно считать, что для реакторов типа РБН различной мощности можно использовать постоянные ценности изотопов при замыкании топлива по всему реактору. Однако при других способах замыкания (например, только по активной зоне) необходимо использовать свои ценности изотопов для каждого реактора. Расчеты показали, что ценности w_i^{BC} более слабо, чем состав, зависят от способа замыкания топлива. Ценности w_i^{BC} позволяют рассчитать асимптотические характеристики реактора (например, КР, СВ) без расчета изотопного состава в СТР.

Таким образом, предложена эффективная (по отношению к детальному расчету время счета 10^{-2} , погрешность вычисления собственного числа $10^{-3}\%$, скоростей загрузки и выгрузки $0,1\%$) методика расчета асимптотических физических характеристик с произвольной зависимостью микросечений, потоков, массы тяжелых атомов, функции обогащения и т.д. по объему реактора с произвольным начальным изотопным составом. Методика предназначена для расчета потоков топлива в системах ядерной энергетики.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Усынин Г.Б., Чирков В.А. Собственный топливный режим работы реактора как задача на собственные значения уравнений баланса топлива. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 9, с. 33—35.
2. Ott K., Borg R. Derivation on Consistent Measures for the Doubling of Fast Breeder Reactor Fuel. — Nucl. Sci. Eng., 1977, vol. 62, p. 243—261.
3. Усынин Г.Б., Чирков В.А. Методика расчета потенциалов воспроизводства топлив различного изотопного состава в реакторах на быстрых нейтронах. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 9, с. 29—32.
4. Каграманян В.С., Камаев А.А. К вопросу об учете высших изотопов плутония в определениях показателей воспроизводства реакторов-размножителей. — В кн.: Физика выгорания топлива в ядерных реакторах: Матер. 2-го Всесоюз. семинара по проблемам физики реакторов (Москва, 20—22 июня 1979 г.) — М.: МИФИ, 1980, с. 97—101.

Статья поступила в редакцию
22 декабря 1988 г.

Исправленный вариант получен 25 июня 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 17—19.

УДК 621.039.5

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕРАВНОМЕРНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ В РЕАКТОРЕ

Т.С. Зарицкая, А.П. Рудик

Институт теоретической и экспериментальной физики, 117259, Москва

Предлагается метод восстановления пространственно неравномерного распределения потока нейтронов в реакторе, основанный на анализе концентраций специально добавляемых в исходное топливо слабовыгорающих веществ.

CALCULATIONAL-EXPERIMENTAL RECONSTRUCTION OF SPACE-UNEVEN DISTRIBUTION OF NEUTRON FLUX IN A REACTOR. T.S. ZARITSKAYA, A.P. RUDIK. It is presented the method of reconstruction of space-uneven distribution of neutron flux in a reactor based on the analysis of concentrations slightly burning-up nuclides.

ВВЕДЕНИЕ

Широко известны расчетно-экспериментальные методы определения физических характеристик ядерных реакторов по образованию различных нуклидов в отработавшем топливе. Так (см., например, [1]), концентрация ^{137}Cs позволяет установить выгорание топлива, анализ накопления ^{140}Ce и ^{142}Ce — определить жесткость спектра нейтронов [2, 3], а анализ накопления других продуктов деления дает возможность выявить, в какой степени разделился находящийся в топливе тот или иной делящийся нуклид [4].

Однако всем этим методам присуще одно общее ограничение: исследуемое количество отработавшего топлива должно быть достаточно мало — в такой степени, чтобы поток нейтронов практически не менялся по объему. Но при химической переработке топлива с энергетических реакторов происходит перемешивание больших количеств топлива, облучавшегося при различных нейтронных потоках. Поэтому возникает вопрос о том, как установить пространственное распределение нейтронного потока для той порции топлива, которая в данный момент подвергается химической переработке? Цель данной работы и заключается в попытке ответить на этот вопрос.

Сделаем предположение, что нейтронный поток, в котором облучалось топливо, хотя и пространственно неравномерный, но достаточно мало изменяющийся по времени, так что его можно практически считать постоянным во времени. Рассмотрим неравномерность потока нейтронов только по высоте реактора (по-видимому, это ограничение не принципиально). Рассмотрим цепочку превращения некоторого нуклида x_1 , находящегося в топливе, причем выберем такую цепочку, в которой все члены обладают малым поглощением нейтронов (и большим временем жизни — для простоты будем считать, что все нуклиды в данной цепочке стабильны — учет медленных распадов проводится элементарно). Тогда концентрация нуклида $x_k(z, T)$ имеет вид [5]

$$x_k(z, T) = \frac{x_1(z, 0) A_2^1 \dots A_k^{k-1} T^{k-1}}{(k-1)!} \quad (1)$$

Здесь z — местоположение единичного объема, в котором располагается облучаемый нуклид x_1 , по высоте реактора (предполагается, что $x_1(z, 0)$ постоянно, т.е. x_1 в начале облучения распределен равномерно; T — время облучения; A_m^l — скорость перехода нуклида l в нуклид m (в двухкомпонентном представлении $A = (\sigma + \gamma I) \Phi$, где σ — тепловое сечение, I — резонансный интеграл, γ — жесткость спектра нейтронов; причем все эти три величины предполагаются не зависящими от l).

Определим, пользуясь формулой (1), среднюю концентрацию k -го нуклида по высоте реактора ($\hat{\sigma} \cong \sigma + \gamma I$; H — высота реактора):

$$\bar{x}_k(T) = x_1(0) \hat{\sigma}_2^1 \dots \hat{\sigma}_k^{k-1} T^{k-1} \times \frac{1}{(k-1)!} \int_0^H \Phi^{k-1}(z) \frac{dz}{H} \quad (2)$$

В формулу (2) входят интегралы от различных степеней нейтронного потока. Сделаем еще одно допущение (на этот раз принципиальное), что Φ с хорошей степенью точности может быть представлено несколькими первыми членами точного разложения:

$$\Phi(z) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin \frac{n\pi}{H} z \quad (3)$$

Тогда все интегралы легко вычисляются и каждое из $\bar{x}_k(T)$ выражается только через коэффициенты разложения a_n , входящие в формулу (3). Если теперь потребовать, чтобы величины $\bar{x}_k(T)$ были определены экспериментально, то из формул (2) и (3) получается некоторая система уравнений (вообще говоря, не линейная) относительно a_n . Решая эту систему, находим a_n и по ним восстанавливаем пространственное распределение для $\Phi(z)$ из формулы (3).

Для иллюстрации расчетной схемы рассмотрим простейший случай, когда имеются в цепочке только три нуклида: $x_1 - x_2 - x_3$. В этом случае получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \bar{x}_1(T) &= x_1(0), \\ \bar{x}_2(T) &= x_1(0) \hat{\sigma}_2^1 T \int_0^H \Phi(z) \frac{dz}{H}, \\ \bar{x}_3(T) &= x_1(0) \frac{\hat{\sigma}_2^1 \hat{\sigma}_3^2}{2} T^2 \int_0^H \Phi^2(z) \frac{dz}{H}. \end{aligned} \quad (4)$$

Ограничиваясь в разложении (3) лишь двумя гармониками (число используемых гармоник всегда должно быть на единицу меньше, чем число нуклидов в цепочке), приходим к следующей системе уравнений, связывающей неизвестное время облучения T и неизвестные коэффициенты a_1 и a_2 :

$$\begin{aligned} \bar{x}_2(T) &= \frac{2}{\pi} \hat{\sigma}_2^1 T a_1, \\ \bar{x}_3(T) &= \frac{1}{2} \hat{\sigma}_2^1 \hat{\sigma}_3^2 T^2 (a_1^2 + a_2^2). \end{aligned} \quad (5)$$

Исключая из системы уравнений (5) неизвестную величину T , приходим к соотношению

$$\frac{\bar{x}_3(T)}{[\bar{x}_2(T)]^2} = \frac{\hat{\sigma}_3^2 \pi^2}{\hat{\sigma}_2^1 16} \left[1 + \left(\frac{a_2}{a_1} \right)^2 \right], \quad (6)$$

из которого определяется a_2/a_1 по экспериментально известным концентрациям $\bar{x}_1(T)$ и $\bar{x}_2(T)$. А зная это соотношение, можно вычислить концентрации всех интересующих нас актинидов.

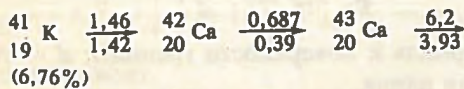
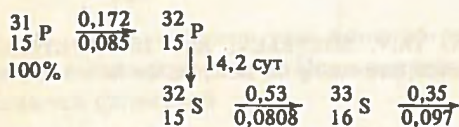
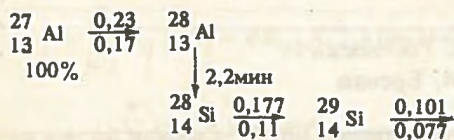
ФАЛЬШНАДЕЖДА

Начиная работу, авторы надеялись, что в качестве реперных нуклидов удастся использовать продукты деления. Однако пока не удалось найти пригодных для этого цепочек превращения продуктов деления. Во-первых, практически все продукты деления образуются по нескольким каналам и поэтому не могут быть представлены в виде единственной цепочки. Во-вторых, в отличие от реперного нуклида x_1 в начале любой цепочки находится делящийся нуклид, выгоранием которого нельзя пренебрегать (это препятствие принципиальное). И, наконец, в-третьих, не удалось отыскать нужных цепочек превращения продуктов деления с достаточно малыми сечениями.

ПРИМЕРЫ РЕПЕРНЫХ ЦЕПОЧЕК

Таким образом, приходится искать изотоп, добавление которого в исходное топливо позволит по продуктам превращения данного изотопа за счет захвата

нейтронов (и быстрых распадов), восстановить пространственное распределение нейтронного потока. Не претендуя на полноту общего анализа и оптимальный отбор цепочек, укажем на следующие, начинающиеся с изотопов $^{27}_{13}\text{Al}$, $^{31}_{15}\text{P}$, $^{41}_{19}\text{K}$. Заметим, что первые два изотопа составляют 100% в естественном элементе, а последний — 6,76%. На рисунке приведены схемы превращений этих изотопов. Введены следующие



Схемы превращений нуклидов

обозначения: над горизонтальной стрелкой — тепловое сечение; под ней — резонансный интеграл; рядом с вертикальной стрелкой — период полураспада (который в рассматриваемых примерах достаточно мал). Очевидно, что следует продолжить поиск удачных реперных цепочек, и интересно было бы экспериментально проверить эффективность предлагаемого метода.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНОЕ ЗАМЕЧАНИЕ

В заключение отметим наибольшее достоинство предлагаемого метода: он дает возможность восстанавливать пространственное распределение нейтронного потока не только в критическом реакторе (эту задачу можно решить проще — методом размещения постоянных счетчиков нейтронов по высоте реактора), но и в емкости, в которую помещены неизвестные (по их расположению в реакторе в процессе облучения) отработавшие твэлы. В последнем случае восстанавливается не распределение потока нейтронов “в реакторе”, а условия облучения именно тех твэлов, кото-

рые находятся в емкости. При этом, конечно, должны выполняться два условия: твэлы должны быть от идентичных реакторов (не обязательно от одного и того же) и общее время облучения всех твэлов должно быть одинаковым. Правда, практическое использование изложенного метода для химических емкостей в общем случае может потребовать достаточно большого числа членов в разложении (3) и соответственно достаточно длинной реперной цепочки.

Авторы выражают искреннюю признательность Л.В. Матвееву, обратившему их внимание на существование и актуальность рассмотренной в данной работе задачи о необходимости уметь рассчитывать количество актинидов в данных химических емкостях по измерению концентраций лишь малого количества каких-то неактинидных нуклидов.

Список литературы

1. Зарицкая Т.С. и др. Расчетно-экспериментальный метод восстановления спектра нейтронов по продуктам деления. — Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 1, с. 36.
2. Габескирия В.Я. и др. Определение содержания изотопов урана и трансурановых элементов в отработавшем топливе ВВЭР-365. — Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 5, с. 204.
3. Бабичев Б.А. и др. Полуэмпирический метод расчета изотопного состава урана и плутония в облученном топливе ВВЭР. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 5, с. 204.
4. Зарицкая Т.С., Круглов А.К., Рудик А.П. Связь выгорания урана-235 и изотопов плутония с образованием продуктов деления. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1982, вып. 5, с. 44.
5. Круглов А.К., Рудик А.П. Реакторное производство радиоактивных нуклидов. — М.: Энергоатомиздат, 1985.

Статья поступила в редакцию
4 января 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 19—21.

АЛГОРИТМ БЫСТРОГО РАСЧЕТА ПОЛЕЙ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В РЕАКТОРЕ ВВЭР-440

Я.В. Шевелев

ИАЭ им. И.В. Курчатова, 123182, Москва

А.А. Айрапетян, Н.В. Шахабасян, В.О. Тадевосян

Институт прикладной физики, 375014, Ереван

Программа, используя коэффициенты размножения, рассчитанные по седьмой версии программы БИПР, на порядок быстрее оценивает поля энерговыделения в реакторе ВВЭР-440.

THE ALGORITHM FOR WWER-440 POWER DENSITY FAST CALCULATION. YA.V. SHEVELEV, A.A. HAIRAPETIAN, N.V. SHANABASIAN, V.O. TADEVOSIAN. The code estimates the WWER-440 power density much faster using the multiplication factors calculated by code BIPR-7.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что выбор алгоритма решения оптимизационной задачи в значительной степени зависит от трудностей расчета функционала [1]. В задачах оптимизации распределения ТВС в реакторе функционал зависит от потока нейтронов [2, 3], точный расчет которого требует больших затрат машинного времени. Это обстоятельство заставляет резко упростить алгоритм поиска оптимума и ограничить количество исследуемых точек фазового пространства.

В связи с этим встала задача создания алгоритма, позволяющего быстрее считать поля энерговыделения в ВВЭР-440 с приемлемой для оценки функционала точностью. Для ускорения счета рассматривалось однокрупное диффузионное уравнение, причем каждая ТВС считалась одной точкой конечно-разностной сетки. Для обеспечения хорошей точности в алгоритме применялась функция Грина, использование которой в ряде задач [4, 5] значительно увеличивало эффективность алгоритма. Расчет этой функции с помощью седьмой версии программы БИПР [6] позволил максимально учесть особенности активной зоны ВВЭР-440.

Алгоритм рассчитан на совместную работу с программой БИПР и использует полученные по этой программе коэффициенты размножения.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Рассмотрим однокрупное диффузионное уравнение

$$\nabla^2 \varphi_0 + \frac{1}{M^2} \left(\frac{K_\infty^0(r, \varphi_0)}{K_{эф}^0} - 1 \right) \varphi_0 = 0, \quad (1)$$

где $\varphi_0(r)$ — поток нейтронов в точке r ; M — длина миграции; $K_\infty^0(r, \varphi)$ — коэффициент размножения нейтронов в точке r ; $K_{эф}^0$ — эффективный коэффициент размножения. Поток нейтронов удовлетворяет на границе условию

$$\frac{1}{\varphi_0} \frac{d\varphi_0}{dn} = -\frac{1}{d}, \quad (2)$$

где \vec{n} — нормаль к поверхности границы; d — логарифмическая длина.

Предположим, что мы с помощью других ТВС перешли от распределения с параметрами K_∞^0 , φ_0 , $K_{эф}^0$ к распределению с K_∞ , φ , $K_{эф}$. Пусть

$$K_{эф}^0 = 1 \quad \text{и} \quad K_{эф} - K_{эф}^0 = \delta K_{эф} \ll 1. \quad (3)$$

Формально можно записать

$$K_\infty = K_\infty^0 + \delta K, \quad (4)$$

$$\varphi = \varphi_0 + \delta \varphi. \quad (5)$$

Из (1) получим

$$\nabla^2 \varphi_0 + \nabla^2 \delta \varphi + \left(\frac{K_\infty^0 + \delta K}{1 + \delta K_{эф}} - 1 \right) (\varphi_0 + \delta \varphi) = 0. \quad (6)$$

С учетом (3) и (1) имеем

$$M^2 \nabla^2 \delta \varphi + (K_\infty^0 - 1) \delta \varphi + (\delta K - \delta K_{эф} K_\infty^0) (\varphi_0 + \delta \varphi) = 0. \quad (7)$$

Очевидно, что

$$\int \varphi_0 \left[(\delta K - \delta K_{эф} K_\infty^0) (\varphi_0 + \delta \varphi) \right] dr = 0.$$

Решая это уравнение относительно $\delta K_{эф}$, получим

$$\delta K_{эф} = \int \varphi_0 \delta K (\varphi_0 + \delta \varphi) dr / \int \varphi_0 K_\infty^0 (\varphi_0 + \delta \varphi) dr. \quad (8)$$

Перепишем (7) в виде

$$M^2 \nabla^2 \delta \varphi + (K_\infty^* - 1) \delta \varphi + (K_\infty^0 - K_\infty^*) \delta \varphi + (\delta K - \delta K_{эф} K_\infty^0) (\varphi_0 + \delta \varphi) = 0. \quad (9)$$

Здесь K_∞^* — произвольная функция от r , при которой реактор не критичен.

Для функции Грина напишем уравнение

$$\nabla^2 G(r/r_0) + \frac{1}{K^2} (K_\infty^* - 1) G(r/r_0) + \delta(r/r_0) = 0. \quad (10)$$

Здесь $\delta(r/r_0)$ — дельта-функция Дирака; $G(r/r_0)$ — функция Грина, удовлетворяющая условию (2). Пусть $G(r/r_0)$ известна, тогда решение задачи (9) имеет вид

$$M^2 \delta \varphi = \int G(r/r_0) (\delta K - \delta K_{\text{эф}} K_{\infty}^0) (\varphi_0 + \delta \varphi) dr_0 + \int G(r/r_0) (K_{\infty}^0 - K_{\infty}^*) \delta \varphi dr_0,$$

или в конечно-разностной форме

$$M^2 \delta \varphi_j = \sum_{j=1}^n G_{ij} (\delta K_i - \delta K_{\text{эф}} K_{\infty j}^0) (\varphi_0 + \delta \varphi_j) + \sum_{j=1}^n G_{ij} (K_{\infty j}^0 - K_{\infty j}^*) \delta \varphi_j, \quad (11)$$

где $i = 1, 2, \dots, n$ — номер узла конечно-разностной сетки, n — число всех узлов. Поля энерговыделения определяются формулой

$$\Psi_i = \nu (\delta \varphi_i K_{\infty i}^0 + \delta K_i \varphi_{0i} + \delta K_i \delta \varphi_i) + \Psi_{0i}, \quad (12)$$

где $\Psi_{0i} = \nu K_{\infty i}^0 \varphi_{0i}$, $\nu = 1 / \sum_i K_{\infty i}^0 \varphi_{0i}$ — нормировочный коэффициент.

АЛГОРИТМ РАСЧЕТА

Для вычисления функции Грина воспользуемся уравнением (11). При этом удобно взять $K_{\infty}^* = K_{\infty}^0(r, \varphi_0)$. Реактор с таким коэффициентом размножения критичен при расчете по БИПР-7, но немного не критичен при расчете по двумерной одногрупповой программе. Критичным по этой модели будет реактор с коэффициентом размножения $K_{\infty}^0 / K_{\text{эф}}^0$, где $K_{\text{эф}}^0$ немного отличается от 1. В формулу (11) вместо K_{∞}^0 следует подставить $K_{\infty}^0 / K_{\text{эф}}^0$. Последний член

$$\sum_j G_{ij} (K_{\infty j}^0 / K_{\text{эф}}^0 - K_{\infty j}^0) \delta \varphi_j = - \frac{K_{\text{эф}}^0 - 1}{K_{\text{эф}}^0} \sum_j G_{ij} K_{\infty j}^0 \delta \varphi_j$$

будет мал, и его можно не учитывать.

Пусть имеется $n+1$ расчетов по программе БИПР для $n+1$ различных распределений ТВС реактора ВВЭР-440. Назовем одно из распределений начальным и будем считать, что остальные распределения мало от него отличаются по значению запаса реактивности. Это требование эквивалентно условию (3). Относительно начального распределения уравнение (11) можно написать следующим образом:

$$\sum_{j=1}^n a_{jm} G_{ij} = \delta \varphi_i^m, \quad (13)$$

где

$$a_{jm} = (\delta K_j^m - \delta K_{\text{эф}}^m K_{\infty}^m) (\varphi_{0j} + \delta \varphi_j^m), \quad (14)$$

$$i, j = 1, \dots, n.$$

Здесь дополнительный индекс m описывает номер расчета, нулевым индексом обозначены параметры, соответствующие начальному распределению. Обозначим через a_{jm}^{-1} элементы матрицы, обратной матрице с элементами a_{jm} . Тогда

$$G_{ij} = \sum_{m=1}^n a_{jm}^{-1} \delta \varphi_i^m. \quad (15)$$

Если число расчетов больше n , то можно воспользоваться методом наименьших квадратов и надежнее определить G_{ij} .

При известной матрице G_{ij} уравнение (11) можно решить методом последовательных приближений

$$M^2 \delta \varphi_i^{(k+1)} = \sum_{j=1}^n G_{ij} (\delta K_j^{(k)} - \delta K_{\text{эф}}^{(k)} K_{\infty j}^0) \varphi_j^{(k)} + \sum_{j=1}^n G_{ij} (K_{\infty j}^0 - K_{\infty j}^*) \delta \varphi_j^{(k)}, \quad (16)$$

где

$$\delta K_{\text{эф}}^{(k)} = \sum_{j=1}^n \varphi_{0j} \delta K_j^{(k)} \varphi_j^{(k)} / \sum_{j=1}^n \varphi_{0j} K_{\infty j}^0 \varphi_j^{(k)}, \quad (17)$$

$$\varphi_j^{(k)} = \varphi_{0j} + \delta \varphi_j^{(k)}, \quad \delta \varphi_j^{(0)} = 0. \quad (18)$$

Здесь дополнительным индексом k обозначен номер итерации. Аппроксимируем зависимость коэффициента размножения от потока нейтронов в ТВС полиномом степени l

$$K_{\infty j}^0(\varphi_{0j}) = \sum_{i=1}^l \alpha_{ij} \varphi_{0j}^{i-1}. \quad (19)$$

Тогда для $\delta K_j^{(k)}$ имеем

$$\delta K_j^{(k)} = \sum_{i=1}^l \alpha_{ij} [\varphi_j^{(k)}]^{i-1} - K_{\infty j}^0. \quad (20)$$

Часто на практике оказывается, что

$$\left| \sum_j G_{ij} (\delta K_j - \delta K_{\text{эф}} K_{\infty}^0) \varphi_{0j} \right| \gg \left| \sum_j G_{ij} (\delta K_j - \delta K_{\text{эф}} K_{\infty}^0) \delta \varphi_{0j} \right|.$$

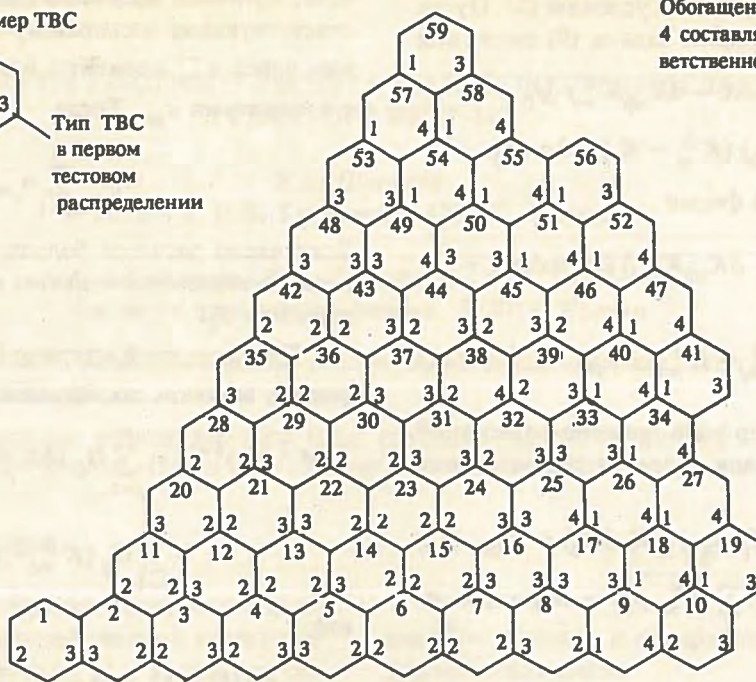
Тогда итерации сходятся очень быстро. Именно поэтому был осуществлен переход от уравнения (1) к уравнению (7).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для простоты расчетов в данной работе рассматривались только свежие ТВС реактора ВВЭР-440. В качестве начального распределения было взято практикуемое на действующих АЭС распределение (рис. 1). Для этого распределения по седьмой версии программы БИПР был осуществлен расчет критического состояния. Остальные распределения ТВС составлялись по следующему принципу:



Рис. 1. Картограмма распределения ТВС. Обогащение ^{235}U в ТВС типов 1, 2, 3, 4 составляет 3,6, 2,4, 1,6 и 4,0% соответственно



$$N_i^m = \begin{cases} N_{j0}, & i \neq m, \\ N_{j0}, & i = m, N_{j0} \neq N_{i0}, \end{cases} \quad i, j = 1, 2, \dots, n.$$

Здесь N_i^m — тип сорта i -й ТВС в распределении с номером m ; N_{j0} — тип сорта j -й ТВС в начальном распределении.

Число расчетов распределений, необходимых для определения функции Грина, выбиралось из следующих соображений. Каждая ТВС считалась одним узлом разностной сетки, рассматривался угол симметрии ВВЭР-440 60° , где 59 ТВС ($n = 59$). Поскольку начальное распределение было симметрично и по углу симметрии реактора 30° , то достаточно было провести по БИПР-7 (кроме начального) 37 расчетов. Эти расчеты проводились без выхода на критическое состояние. В них в качестве исходного задавалось критическое значение концентрации борной кислоты начального распределения. Расчет коэффициентов уравнения (12) проводился по формулам (3), (5), (6) и (13). Само матричное уравнение решалось стандартным методом. Расчет функции Грина требовал порядка 1 ч машинного времени ЭВМ ЕС-1055.

Для исследования свойств предлагаемого алгоритма провели четыре тестовых расчета по программе БИПР. Картограммы тестовых распределений ТВС представлены в рис. 1 и 2. В табл. 1 приведены номера ТВС с максимальным энерговыделением N_j и само значение этого энерговыделения K_q^T для тестовых распределений. В качестве тестового распределения использовалось также распределение, относительно которого была вычислена функция Грина (пятый тест). Для этого распределения $K_q^T = 1,29$, $N_q = 4$. Нетруд-

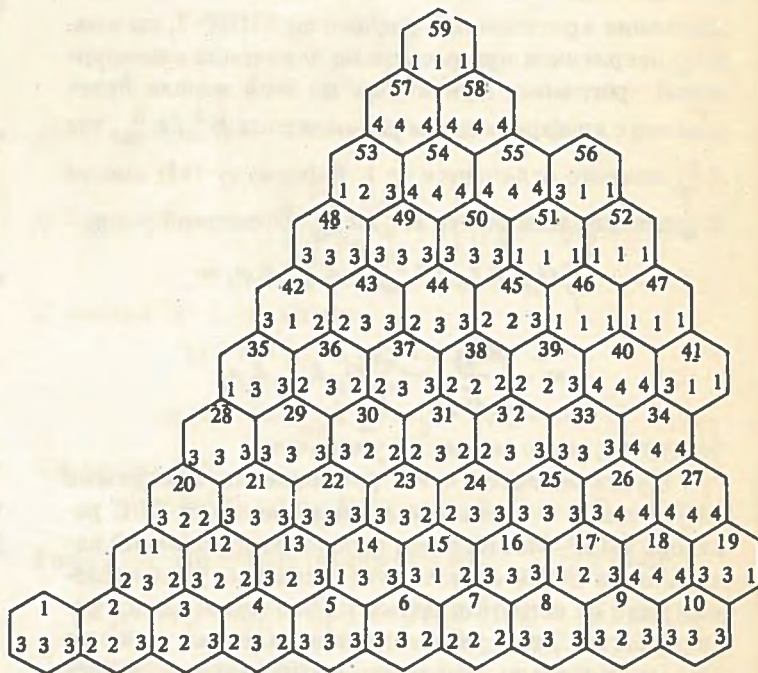


Рис. 2. Картограмма распределения ТВС. Нижние числа в шестигранниках соответствуют типам ТВС при втором, третьем и четвертом тестовых распределениях

но видеть, что все тестовые распределения отличаются друг от друга. Пятое, например, достаточно равномерно по энерговыделению. Остальные тестовые распределения отличаются от него и по числу ТВС, и по их типам, и по форме полей энерговыделения. При этом второе, третье и четвертое тестовые распределения не являются симметричными по симметрии реактора в 30°. Во втором и третьем распределениях не симметричны ТВС с номерами 19 и 40. В четвертом распределении несимметрично расположена ТВС с номером 31. Нетрудно убедиться, что отклонение от симметрии в 30° в четвертом тестовом распределении значительно меньше, чем во втором и третьем распределениях. Второе распределение сильно отличается от других еще и тем, что ТВС типа 1 (ТВС наивысшего обогащения) ближе стоят к центру реактора. Наконец, второе распределение сильно отличается от других и по форме нейтронного поля.

Программа быстрого расчета полей энерговыделения была сконструирована следующим образом: в качестве входных параметров задавались поле нейтронов и коэффициенты размножения для какого-то распределения ТВС (это распределение тоже будем называть начальным), задавались также коэффициенты α_{ij} для нового тестового распределения ТВС, при этом l (см. формулу (18)) было взято равным 3. Поскольку свежие ТВС делились на четыре разных сорта, то для проведения расчетов по формуле (19) понадобились 12 коэффициентов, которые определялись обработкой расчетов по БИПР-7 методом наименьших квадратов. Критерием сходимости итераций (16) служило условие

$$\max_i (|\varphi_i^{(k)} - \varphi_i^{(k-1)}| / \varphi_i^{(k-1)}) < 0,01.$$

В табл. 1 приведены результаты сравнения с тестовыми расчетами. В этих расчетах в качестве начального было взято пятое тестовое распределение.

При получении уравнения (11) кроме условия (3) других допущений не было, из чего следует, что в качестве начального можно взять любое из четырех те-

Т а б л и ц а 1. Результаты сравнения с тестовыми расчетами

$N_{\text{тест}}$	K_q^T	N_q	N_p	$\Delta \Psi$	ϵ	ΔK_q
1	1,332	5	41	0,253	0,027	0,024
2	1,368	53	30	0,343	0,065	0,066
3	1,387	54	32	0,246	0,067	0,041
4	1,296	26	26	0,293	0,054	0,029

П р и м е ч а н и е. N_p — число ТВС в тестовом варианте, отличающихся по типу от ТВС начального распределения; $\Delta \Psi = \max_i |\Psi_{0i} - \Psi_i^T| / K_q^T$, где Ψ_i^T — значения энерговыделения для ТВС с номером i в тестовом распределении; $\epsilon = \max_i |\Psi_i^\alpha - \Psi_i^T| / K_q^T$; $\Delta K_q = |K_q^\alpha - K_q^T|$, где Ψ_i^α ; K_q^α — значения Ψ_i и K_q , полученные данным алгоритмом.

Таблица 2. Значения ΔK_q при разных начальных распределениях

$N_{\text{нач}}$	$N_{\text{тест}}$			
	1	2	3	4
1	0,005	0,073	0,042	0,056
2	0,024	0,026	0,011	0,011
3	0,014	0,057	0,059	0,001
4	0,034	0,102	0,025	0,018

П р и м е ч а н и е. В клетках с координатами $N_{\text{тест}}$ и $N_{\text{нач}}$ записаны результаты, полученные, когда в качестве начального распределения взят тест с номером $N_{\text{нач}}$, а в качестве нового (тестового) распределения взят тест с номером $N_{\text{тест}}$. В случае $N_{\text{нач}} = N_{\text{тест}}$ вместо нового распределения взято пятое тестовое распределение.

стовых распределений. Результаты расчетов для разных начальных распределений приведены в табл. 2.

Время расчета одного варианта по данной программе составило порядка 1 с на ЭВМ ЕС-1045.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты расчетов показали, что средняя ошибка в расчетах K_q^T порядка 3%. Как и ожидалось, максимальные ошибки появились, когда в качестве нового тестового распределения было взято второе распределение. Причем наихудший результат в расчете K_q^T получился, когда начальное распределение тоже несимметричное, но точки нарушения симметрии другие. Любопытно, что при замене мест этих распределений ошибка резко уменьшается. Это объясняется тем, что коэффициенты размножения ТВС начального распределения определяются непосредственно программой БИПР, тогда как коэффициенты размножения ТВС нового распределения пересчитываются и зависят как от точности определения α_{ij} , так и от точности расчетов $\delta\varphi$ (см. формулу (20)). Поскольку функция Грина определялась при симметрии сектора реактора 30°, то нарушения этой симметрии приводят к увеличению погрешности. Результирующая ошибка была бы меньше, если бы разность начального и нового распределения была невелика. Однако в данном примере в точке $N_q = 53$ (см. табл. 1) разница в энерговыделении равна 0,52, а в 15 точках разница нового и начального распределения больше 0,28. Тем не менее даже при таких жестких условиях сравнения имело место соотношение $\epsilon \leq \Delta \Psi^2$, причем в расчетах, где сравниваются первое, четвертое и пятое распределения $\epsilon < 1,8 \Delta \Psi^2$.

Следовательно, если рассматривать более простую задачу — перерасчет полей энерговыделения после некоторых перестановок ТВС, сильно не нарушающих симметрию реактора, то точность расчета заметно увеличится, а время счета на ЭВМ уменьшится. Таким образом, алгоритм быстрого расчета полей энерговыделения можно использовать при поиске оптимального распределения ТВС. Однако при расчете

параметров начального распределения или же при необходимости точного определения функционала следует пользоваться программой БИПР. Следует отметить, что быстро считать поля энерговыделения ВВЭР-440 можно и с помощью упрощенной, двумерной, версии программы БИПР. Однако эта задача более трудоемкая и требует знания внутренней архитектуры программы. К тому же трудно ожидать, что время счета на ЭВМ будет меньше, чем время счета для предлагаемого алгоритма.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Численные методы условной оптимизации. — М.: Мир, 1977.
2. Симонов В.Д., Филимонов П.Е. Оптимизация компоновки топливной загрузки ВВЭР. — Атомная энергия, 1986, т. 61, вып. 4.
3. Павловичев А.М., Орлов В.И. Аннотация программы оптимизации перегрузок реакторов ВВЭР

(ПРОРОК-2). — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1983, вып. 5 (34).

4. Семенов В.Н. Обобщенная функция Грина оператора Гельмгольца и ее связь с нормировкой решения уравнения. — ЖВМ и МФ, 1972, т. 12, № 5.
5. Айрапетян А.А., Шевелев Я.В. Влияние неравномерности поля тепловыделения на ущерб от досрочного извлечения топливной сборки: Препринт ИАЭ-4361/3. — М., 1986.
6. Петрунин Д.М., Семенов В.Н. Трехмерные программы — имитаторы работы ВВЭР. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 9.

Статья поступила в редакцию
27 октября 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 22—26.

УДК 621.039.5

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ УНИРАСОС-П

Дано описание программы УНИРАСОС-П. Программа УНИРАСОС-П используется для генерации четырехгрупповых диффузионных констант однородных топливных и нетопливных решеток с легководным замедлителем. Гетерогенность ячейки учитывается по методу вероятности первых столкновений. В тепловой области используется дифференциальная модель термализации.

CODE УНИРАСОС-П ABSTRACT. V.D. SIDORENKO, V.V. PSHENIN, S.P. AVERIANOVA, V.A. KAPELYUSH, S.G. SMIRNOV. Code УНИРАСОС-П is used for generating four-group diffusion constants for uniform multiplying and non-multiplying lattices with the light-water moderator. The cells heterogeneity is taken into account by First Collision Probabilities Method. The differential model of thermalization is used in a thermal region.

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

УНИРАСОС-П. Расчет нейтронно-физических характеристик однородных топливных решеток с легководным замедлителем.

0,821 МэВ < E₁ < 10 МэВ;

5,53 кэВ < E₂ < 0,821 МэВ;

0,625 эВ < E₃ < 5,53 кэВ; 0 < E₄ < 0,625 эВ.

2. ЭВМ

ЕС.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Программа УНИРАСОС-П предназначена для расчета нейтронно-физических характеристик топливных и нетопливных однородных квадратных или гексагональных решеток с легководным замедлителем. При этом для топливных решеток расчет проводится в зависимости от глубины выгорания топлива. Основной задачей программы является подготовка библиотеки четырехгрупповых диффузионных констант для программы ПЕРМАК двумерного потвального расчета активной зоны реакторов типа ВВЭР, в том числе в зависимости от времени [1].

Как показала практика многочисленных расчетов, в двух верхних группах можно использовать универсальную библиотеку микросечений для отдельных элементов и изотопов. В качестве такой библиотеки используется модифицированная библиотека сечений из работы [3]. В группе 3 для нуклидов с резонансным поведением сечений (²³²Th, ²³⁸U и др.) используются аппроксимационные формулы для резонансных интегралов. Гомогенизация макросечений ячейки Σ^r, Σ^a, νΣ^f в группах 1—3 проводится по потокам в отдельных материальных зонах ячейки, которые рассчитываются методом вероятности первых столкновений (ВПС). Кроме того, в группе 3 рассчитывается энергетическое распределение нейтронов по возрастной модели замедления и с этим спектром производится расчет значения Σ^r.

В тепловой области для расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов используется предложенный Н.И. Лалетиним [4] вариант дифференциальной модели термализации. Распространение этой модели на случай гетерогенной ячейки содержится в работе [5]. Дифференциальное уравнение термализации таково

$$\frac{T_3}{T_0} x \frac{d^2 F}{dx^2} + x \frac{dF}{dx} + \frac{\xi \Sigma^s + K(x)}{\xi \Sigma^s} F = 0 \quad (2)$$

с начальным условием

$$F(x) = ax, \quad x \rightarrow 0. \quad (3)$$

Здесь

$$F(x) = \frac{\xi \Sigma^s + K(x)}{\xi \Sigma^s} \Phi_3(x), \quad (4)$$

где Φ₃(x) — поток нейтронов в замедлителе, а x = E/kT₀ (T₀ = 293 К). Наконец, K(x) — гомогенизированное сечение поглощения замедлителя,

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Основные положения методики расчета описаны в работе [2]. Для нахождения собственного числа и плотности потока нейтронов решается четырехгрупповая система уравнений

$$(D_{zg} B_z^2 + D_{Rg} B_R^2 + \Sigma_g^a + \Sigma_g^r) \Phi_g = \Sigma_{g-1}^r \Phi_{g-1} + \frac{x_g}{K_{эф}} \int_{h=1}^4 \nu \Sigma_h^f \Phi_h. \quad (1)$$

Собственным числом задачи является K_{эф} или же одна из величин B_z², B_R² при K_{эф} = 1. Макросечения и коэффициенты диффузии, входящие в (1), получаются в результате гомогенизации ячейки, состоящей из трех материальных зон: стержня, его покрытия и окружающего легководного замедлителя. Энергетические группы таковы:

$$K(x) = \frac{1}{\omega_{3i=1}} \sum_{i=1}^3 \omega_i \Sigma_i^a(x) f_i(x). \quad (5)$$

В формуле (5) i — номер зоны ячейки; $\omega_i = V_i/V_{\text{яч}}$;

$$f_i(x) = \frac{\Phi_i(x)}{\Phi_{\text{яч}}(x)}. \quad (6)$$

Если пренебречь замедлением нейтронов в стержне и в его покрытии, то величины $f_i(x)$ действительно являются функциями только данного значения x и рассчитываются в программе методом ВПС.

Анизотропные коэффициенты диффузии D_{zg} , D_{Rg} рассчитываются в программе по методике, описанной в работе [6], использующей так называемые анизотропные вероятности первых столкновений и являющейся разновидностью известного метода Бенуа.

Расчет изменения материального состава топлива при выгорании проводится для нуклидов от ^{232}Tl до ^{244}Cm , а также рассчитывается изменение содержания 95 продуктов деления, из которых 65 образуются непосредственно при делении, а остальные образуются из них за счет радиоактивного распада и захвата нейтронов. Библиотека сечений и выходов продуктов делений является модификацией библиотеки [7]. Кроме того, учитывается выгорание ^{10}B , если он присутствует в стержне или покрытии.

Программа позволяет также проводить расчет гомогенных ячеек. Для нетопливных ячеек сечения и коэффициенты диффузии, которые нужны для программы ПЕРМАК, рассчитываются так же, как и для топливных.

5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

В рамках принятой модели расчета ограничения отсутствуют.

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

На ЭВМ ЕС-1066 время счета одного варианта без выгорания 3 с. Время счета библиотеки для программы ПЕРМАК сильно зависит от требуемого объема библиотеки.

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

По желанию пользователя программа позволяет провести расчет ряда характеристик, измеряемых в экспериментах на сборках.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Отсутствуют.

9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа включена в ОФАП ЯР, эксплуатируется в ИАЭ им. И.В. Курчатова, ВНИИАЭС, ОКБ Гидропресс, ФЭИ. Программа проверена посредством сравнения с экспериментальными данными. Программа аттестована Государственным комитетом СССР по надзору за безопасным ведением работ в промышленности и атомной энергетике в 1991 г.

10. ССЫЛКИ

1. Лизоркин М.П., Курченкова Г.И., Лебедев В.И. и др. Аннотация программы ПЕРМАК-У. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 4, с. 13.
2. Сидоренко В.Д., Пшенин В.В. Инженерные методы и программы подготовки малогрупповых констант для расчетов активных зон с легководным замедлителем. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 4, с. 3.
3. Ombrellaro P.A. Fast Fitted Constants in Few-Group Theory. — In: Naval Reactor Physics Handbook, USAEC, 1964.
4. Лалетин Н.И. Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов. — М.: Атомиздат, 1974, с. 87.
5. Сидоренко В.Д. Расчет спектра нейтронов в тепловой области с использованием дифференциальных моделей термализации: Препринт ИАЭ-2619. — М., 1976.
6. Сидоренко В.Д. Гомогенизация эффективных сечений в периодической решетке: Препринт ИАЭ-2793. — М., 1987.
7. Красин А.К. и др. Расчет сечения поглощения продуктов деления урана-233, урана-235, плутония-239. В кн.: — Физика ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1966.

11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Оперативная память 550 кбайт.

12. ЯЗЫК ПРОГРАММИРОВАНИЯ

FORTRAN-4.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

VM.

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Оверлейная структура не используется. Вариант задается в режиме диалога. Также в режиме диалога возможно продолжение счета.

15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

В.Д. Сидоренко, В.В. Пшенин, С.П. Аверьянова, М.П. Лизоркин, ИАЭ им. И.В. Курчатова, 123182, Москва; В.А. Капелюш, С.В. Смирнов. — ВНИИАЭС, НПО "Энергия", 109507, Москва.

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Пользователю может быть предоставлено описание методики, инструкция для пользователя, магнит-

ная лента с текстом программы, библиотекой констант и с набором тестовых вариантов.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

B, C, D, M.

Однородные решетки, диффузионные константы, выгорание, гомогенизация, нуклидный состав.

Статья поступила в редакцию
27 сентября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 27—29.

УДК 621.039.5

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ КАССЕТА-2

Программа КАССЕТА-2 используется для подготовки требуемых для программы БИПР-7 малогрупповых эффективных констант ТВС в функции от состояния активной зоны и глубины выгорания топлива.

CODE KASCETA-2 ABSTRACT. V.D. SIDORENKO, S.P. AVERIANOVA, V.V. PSHENIN, A.A. SUSLOV, L.A. MAKHNINA. Code KASCETA-2 is used for generation of required for BIPR type codes fuel assemblies effective few-group constants as a function of burnup and core state. The geometry treated by this code is an assembly of regular hexagonal cells containing fuel pins, absorber rods, metal tubes and so on. Two-dimensional fluxes distribution calculations are based on four-group diffusion approach. Needed for these calculations elementary cells cross sections are determined by UNIRASOS code.

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

КАССЕТА-2. Расчет нейтронно-физических характеристик ТВС реакторов с легководным замедлителем.

2. ЭВМ

ЕС.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Программа КАССЕТА-2 предназначена для расчета нейтронно-физических характеристик гексагональных ТВС реакторов с легководным замедлителем в зависимости от глубины выгорания с учетом реальной гетерогенной структуры ТВС. В состав ТВС могут входить различные сорта твэлов, различные неопливающие стержни, в том числе с выгорающим поглотителем, и другие неоднородности. Программа может подготовить массив характеризующих ТВС входных данных к программе БИПР-7 [1] для расчета активных зон реакторов типа ВВЭР. По методике, описанной в работе [2], программа позволяет проводить расчет сразу для нескольких состояний ТВС, различающихся температурой и (или) плотностью замедлителя, а также для нескольких концентраций бора в замедлителе. Возможен расчет ТВС с зеркальной симметрией 30,

60, 90, 120, 180, 360°C. Допускается движение стержней-поглотителей, т.е. наличие или отсутствие этих стержней в ТВС в разные моменты времени или для разных состояний ТВС.

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Основные положения методики расчета описаны в работе [3]. Для нахождения собственного числа и пространственно-энергетического распределения нейтронов внутри ТВС решается четырехгрупповая система двумерных диффузионных уравнений

$$-\nabla_R D_{Rg} \nabla \Phi_g + (\Sigma_g^a + \Sigma_g^r + D_{zg} B_z^2) \Phi_g = \Sigma_{g-1}^r \Phi_{g-1} + \frac{\chi_g}{K_{эф}} S \nu \Sigma_h^f \Phi_h \quad (1)$$

с граничным условием

$$\nabla_n \Phi_g |_{\Gamma} = 0. \quad (2)$$

Собственным числом задачи является $K_{эф}$ или B_z^2 при $K_{эф} = 1$. Система (1) решается сеточным методом. Поперечное сечение ТВС разбивается на одинаковые гексагональные ячейки, шаг ячеек равен шагу между твэлами в ТВС. Такая структура сетки соответствует реальной ситуации для ТВС реакторов типа ВВЭР. Исключением являются граничные ячейки, где истинные сечения граничной

ячейки изменяются таким образом, чтобы сохранилась структура пространственной сетки. Как обычно, процесс решения системы уравнений (1) может быть разбит на внутренние и внешние итерации. Во внутренних итерациях в каждой группе решается уравнение

$$L\Phi_g = -\nabla_R D_{Rg} \nabla \Phi_g + (\Sigma_g^a + \Sigma_g^r + D_{zg} B_z^2)\Phi_g = Q_g \quad (3)$$

с граничным условием (2). Вследствие сравнительно малого числа точек сетки для решения можно воспользоваться прямым методом квадратного корня [4]. Фактически в программе один раз обращается матрица L и затем в ходе внешних итераций в каждой группе происходит только умножение матрицы L^{-1} на вектор.

Расчет диффузионных констант отдельных ячеек проводится с учетом нуклидного состава топливного или нетопливного стержня, если такой стержень имеется в данной ячейке. С этим нуклидным составом и с микросечениями отдельных нуклидов вычисляются макросечения в стержне, а макросечения ячейки вычисляются по обычной формуле

$$\Sigma_g = \sum_{i=1}^3 \omega_i f_{gi} \Sigma_{gi} \quad (4)$$

где ω_i — объемная доля зоны i , f_{gi} — отношение потока в зоне i к среднему потоку в ячейке для группы g . Каждая ячейка в программе относится к определенному типу (топливная, нетопливная и т.д.), а каждый тип характеризуется своими значениями f_{gi} и микросечениями σ_{gl} нуклида l в стержне.

Границы энергетических групп таковы: $0,821 \text{ МэВ} < E_1 < 10 \text{ МэВ}$, $5,53 \text{ кэВ} < E_2 < 0,821 \text{ МэВ}$, $0,625 \text{ эВ} < E_3 < 5,53 \text{ кэВ}$, $0 < E_4 < 0,625 \text{ эВ}$. В двух верхних группах величины f_{gi} , σ_{gl} рассчитываются по методике программы УНИРАСОС [3] с использованием модифицированной библиотеки микросечений отдельных нуклидов, полученной на основе многогрупповых расчетов [5]. В группе 3 в топливных ячейках для изотопов с резонансным поведением сечений (^{238}U , ^{232}Th и др.) используются аппроксимационные формулы для резонансных интегралов. Для нетопливных ячеек расчет внутригруппового спектра нейтронов в группе 3 проводится в 12 энергетических группах с использованием сечений библиотеки БНАБ [6] в суперячейке, состоящей из центральной нетопливной ячейки данного типа и шести окружающих топливных ячеек.

Расчет спектра нейтронов в тепловой области выполняется по обобщенной дифференциальной модели термализации [7] с учетом гетерогенности ячейки данного типа [8]. Для расчета коэффициентов диффузии во всех энергетических группах применяется вариант метода Бенуа [9] с исполь-

зованием анизотропных вероятностей первых столкновений.

При расчете характеристик ячейки данного типа геометрия ячейки, а также материальный состав покрытия стержня и замедлителя одинаковы для всех ячеек данного типа. Состав материала стержня является средним для всех ячеек данного типа в данный момент времени.

Изменения нуклидного состава рассчитываются для каждой ячейки сетки. При этом из состава продуктов деления помимо ^{135}Xe и ^{149}Sm , выделены нуклиды ^{113}Cd , ^{151}Sm , ^{155}Eu , ^{157}Gd , изменение содержания которых в топливе рассчитывается отдельно. Остальные продукты деления объединены в один эффективный изотоп, сечения которого зависят от содержания ^{235}U в топливе, его глубины выгорания и средней за время выгорания жесткости спектра.

5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Программа допускает в ТВС три типа топливных ячеек, два типа ячеек со стержнями-поглотителями, один тип ячейки без стержня и два типа ячеек, описывающих зазор между ТВС и учитывающих наличие стенки ТВС. Число ячеек сетки не должно превышать 397, а число рядов ячеек в поперечном сечении ТВС, считая центральную ячейку, не должно превышать 12 (под рядом подразумеваются все ячейки, центры которых находятся на одинаковом расстоянии от центра ТВС).

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Время счета сильно зависит от варианта. Расчет одного массива констант программы БИПР-7 для ТВС реактора ВВЭР-1000 занимает на ЭВМ ЕС-1066 примерно 30 мин.

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Программа использует три канала на внешних устройствах: один канал с режимом чтения для библиотеки констант программы и два канала с режимом записи для получения массива данных к программе БИПР-7.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Отсутствуют.

9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа включена в ОФАП ЯР. Используется в ИАЭ им. И.В. Курчатова, ВНИИАЭС, ИЯЭ АН БССР и ОКБ Гидропресс. Программа аттестована Государственным комитетом СССР по надзору за

безопасным ведением работ в промышленности и атомной энергетике в 1991 г.

10. ССЫЛКИ

1. Новиков А.Н. и др. Материал ТК МАГАТЭ по проблемам обращения с топливом в активной зоне, 622-13-ТС-676.3, 1989.
2. Жолкевич Е.А. Аппроксимация зависимостей нейтронно-физических характеристик решеток ВВЭР от параметров состояния активной зоны. Программа ОКА: Препринт ИАЭ-3558/5. — М., 1982.
3. Сидоренко В.Д., Пшенин В.В. Инженерные методы и программы подготовки малогрупповых констант для расчетов активных зон с легководным замедлителем. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 4, с. 3.
4. Воеводин В.В. Численные методы алгебры. Теория и алгоритмы. — М.: Наука, 1966.
5. Ombrellaro P.A. Fast Fitted Constants in Few-Group Theory. — In: Naval Reactor Physics Handbook, USAEC, 1964.
6. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. — М.: Энергоатомиздат, 1981.
7. Лалетин Н.И. Приближенные уравнения термализации нейтронов. — В кн.: Методы расчета тепловых нейтронов в решетках реакторов, — М.: Атомиздат, 1974.
8. Сидоренко В.Д. Расчет спектра нейтронов в тепловой области с использованием дифференциальных моделей термализации: Препринт ИАЭ-2619. — М., 1976.
9. Сидоренко В.Д. Гомогенизация эффективных сечений в периодической решетке: Препринт ИАЭ-2793. — М., 1977.

11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

На ЭВМ ЕС требуется память 5,5 Мбайт, при работе с программой ОКА требуется личный диск для

записи данных к программе БИПР-7. Требования к диску указаны в инструкции для пользователя программой БИПР-7.

12. ЯЗЫК ПРОГРАММИРОВАНИЯ

FORTRAN-4.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

OS.

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Текст программы занимает 18 000 строк. Оверлейная структура не используется.

15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

В.Д. Сидоренко, С.П. Аверьянова, В.В. Пшенин, А.А. Суслов, ИАЭ им. Курчатова, 123182, Москва; Л.А. Махнина, ОКБ "Гидропресс", 142103, Подольск, Московская обл.

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Описание методики и инструкция для пользователя. Магнитная лента с текстом программы и загрузочным модулем, пакетом для запуска программы и тестовыми вариантами.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

В, С, D, M.

Диффузионные константы, ТВС, ячейка сетки, выгорание, расчет состояний, топливные и поглощающие стержни.

Статья поступила в редакцию
27 сентября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 29—31.

УДК 621.039.5

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ ПЕРМАК-360В

Кратко описана программа ПЕРМАК-360В; предназначенная для проведения потвэльных малогрупповых двумерных диффузионных расчетов полей энерговыделения и выгорания топлива в реакторах типа ВВЭР.

CODE ПЕРМАК-360В ABSTRACT. M.P. LIZORKIN, A.N. NOVIKOV, V.V. SAPRYKIN, V.M. AZOVA. It is shortly described code ПЕРМАК-360В for WWER fine mesh few group two-dimensional diffusion calculations of power distribution and fuel burn-up.

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

ПЕРМАК-360В (версия 4.0) — программа для проведения потвэльных малогрупповых двумерных

диффузионных расчетов полей энерговыделения и выгорания топлива в реакторах типа ВВЭР.

2. ЭВМ

Имеются версии программы для ЭВМ серий ЕС, VAX, PC/AT.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Программа рассчитывает в малогрупповом диффузионном приближении потвэльные распределения потоков нейтронов, энерговыделений и выгорания топлива в заданном секторе симметрии поперечного сечения активной зоны реактора типа ВВЭР.

Программа допускает решение двух классов задач: — расчета полей нейтронов и энерговыделений в однородном по высоте реакторе с поперечным распределением материальных свойств по поперечному сечению реактора (при этом высотная растечка нейтронов учитывается на основе заданного значения аксиального баклинга),

— расчета деформации полей энерговыделения в заданном поперечном сечении работающего реактора (с учетом проявления эффекта обратных связей и выгорания топлива). Влияние третьего измерения реактора учитывается с помощью задания на основе трехмерных редкосеточных расчетов изменений во времени покассетных значений аксиальных баклингов, температур и плотности теплоносителя, а также критической концентрации бора в теплоносителе и погонной мощности рассчитываемого слоя. Распределение материальных свойств по сечению реактора определяется исходя из параметров состояния ячеек путем обработки специальной библиотеки констант.

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Система малогрупповых диффузионных уравнений баланса нейтронов решается методом конечных разностей с шагом гексагональной расчетной сетки, соответствующим шагу расстановки твэлов. На внешней границе расчетной области могут быть заданы условия обращения в нуль потока или тока нейтронов. Для граней ТВС, расположенных на границах секторов симметрии активной зоны, возможна постановка граничных условий, отвечающих как зеркальной, так и поворотной симметрии. Решение ищется в процессе циклов внешних и внутренних итераций соответственно с применением двухшагового итерационного метода с оцененным вторым собственным значением для подавления высших гармоник в распределении источника деления и метода верхней релаксации с постоянными параметрами для итераций приращений групповых потоков.

5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Для ЭВМ с объемом ОЗУ 1 Мбайт максимальное число расчетных узлов около 10 000. Число энергетических групп ≤ 6 . Число разновидностей узлов < 100 .

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Расчет заданного состояния активной зоны и расчет выгорания одной топливной загрузки реактора ВВЭР-1000 занимают около 0,5 и около 2 ч времени центрального процессора на ЭВМ ЕС-1055 соответственно (сектор симметрии 30°).

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Геометрический модуль программы обеспечивает покассетное задание картограммы рассчитываемой области. Программа снабжена блоком перегрузок топлива, обеспечивающим возможность перестановок ТВС в зоне с поворотом на произвольный угол, кратный 60°. Допускается имитация режима отгрузки ТВС в бассейн выдержки с последующим возвратом в активную зону. Предусмотрена возможность сопоставления получаемых результатов расчета с данными измерений или результатами расчета по другой программе с анализом характера различий в распределениях.

По результатам расчета могут быть найдены усредненные по граням ТВС потоки и токи нейтронов и проведена гомогенизация свойств ТВС. Определяются коэффициенты связи мощности твэлов, окружающих ДПЗ, со средней мощностью ТВС. В программе использовано динамическое распределение памяти. Допускается прерывание счета с последующим его продолжением.

Имеются сервисные блоки, обеспечивающие удобство задания варианта и наглядность представления результатов расчета.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Программа трехмерного макрорасчета реактора: БИПР [1—3], программа подготовки констант: УНИРАСОС [4].

9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Основные режимы работы программы отлажены и опробованы на экспериментальном материале. Программа включена в ОФАП—ЯР.

Программа аттестована Государственным комитетом СССР по надзору за безопасным ведением работ в промышленности и атомной энергетике в 1991 г.

10. ССЫЛКИ

1. Петрунин Д.М. и др. Программа БИПР-5: Препринт ИАЭ-2518. — М., 1975.
2. Мараказов А.А. Методика расчета мощностей каскада реакторов ВВЭР в двухгрупповом диффузионном приближении: Препринт ИАЭ- 2781. — М., 1977.
3. Петрунин Д.М., Семенов В.Н. Трехмерные программы — имитаторы работы ВВЭР. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 9.
4. Сидоренко В.Д., Пшенин В.В. Инженерные методы и программы подготовки малогрупповых констант для расчетов активных зон с легкопроводным замедлителем. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 4.

11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Оперативная память не менее 800 кбайт, рабочий диск, личные файлы на диске.

12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

ФОРТРАН-77.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

ОС ЕС ЭВМ, компилятор H; CBM EC; MS-DOS, компилятор SVS; XENIX, компилятор NDP; UNIX, компилятор GREENHILLS.

УДК 621.039.5

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ БИПР-7

БИПР-7 — трехмерная двухгрупповая редкосеточная программа — физическая модель реакторов ВВЭР.

CODE БИПР-7 ABSTRACT. A.A. MARAKAZOV, A.N. NOVIKOV, E.D. BELIAEVA, E.A. ZHOLKEVICH, L.V. KOKHANOVSKAYA, A.A. SUSLOV. BIPR-7 — the 3D two-group WVER simulator code is shortly described.

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

БИПР-7. Трехмерная двухгрупповая редкосеточная программа — физическая модель реакторов ВВЭР.

2. ЭВМ

ЕС-1055, ЕС-1066, MicroVAX-II, PC AT.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Программа БИПР-7 (модифицированная версия программы БИПР-6 [1]) является двухгрупповой трехмерной физической моделью реакторов ВВЭР. Она используется для расчетного прогнозирования

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Имеется версия программы УНИРАСОС, обеспечивающая генерацию библиотеки констант ПЕР-МАК, и версия программы БИПР-7, предназначенная для работы в комплексе с программой ПЕР-МАК.

15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

М.П. Лизоркин, А.Н. Новиков, В.В. Сапрыкин, В.М. Азова, ИАЭ им. И.В. Курчатова, 123182, Москва.

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Пользователю могут быть предоставлены методическое описание, инструкция по использованию и материалы в обоснование программы.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

B, C, D, E, F.
VVER core, two dimensional file mesh calculation, power distribution, burn-up, homogenization.

Статья поступила в редакцию
4 сентября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 31—33.

основных нейтронно-физических характеристик этих реакторов, в частности:
— значений реактивности;
— параметров критичности;
— эффективностей органов регулирования;
— распределений поля энерговыделения по объему активной зоны;
— коэффициентов реактивности и других параметров точечной кинетики реактора;
— изменений указанных характеристик в процессах разогрева реактора, вывода его на мощность, отравления ^{135}Xe и ^{149}Sm , в процессах выгорания, перегрузок и перестановок топлива, а также при переходных процессах на ^{135}Xe и ^{149}Sm .

Программа БИПР-7 отличается от программы БИПР-6 повышенной точностью аппроксимации зависимостей размножающих и диффузионных свойств топливных решеток и их производных от параметров состояния активной зоны (температуры и плотности теплоносителя, концентрации бора в теплоносителе, глубины выгорания и т.д.) и обеспечивает расчет физических характеристик реакторов ВВЭР как первого (ВВЭР-440), так и второго (ВВЭР-1000) поколений.

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Активной зоне реактора ставится в соответствие система гексагональных призм (ячеек), мысленно образуемых путем деления ТВС по высоте горизонтальными плоскостями. В пределах объема каждой ячейки свойства ТВС считаются постоянными. Рассматриваются две группы нейтронов — замедляющиеся и тепловые. Распределения нейтронов для каждой группы в ячейках представляются в виде комбинаций асимптотического и переходного решений. Асимптотическое решение ищется методом конечных разностей. Узлы используемой трехмерной сетки совпадают с центрами ячеек. Применяется уточненная конечно-разностная схема, эффективно учитывающая приближенные значения решений в дополнительных узлах (в плане — по углам ячеек, по вертикали — на торцевых гранях ячеек).

Вклад переходных решений в значения средних полей нейтронов в ячейках учитывается аналитически в предположении, что вблизи граней ячейки эти решения ведут себя, как вблизи границы двух полупространств.

На внешних поверхностях активной зоны и поверхностях поглотителей-ловушек (ВВЭР-440) применяются граничные условия логарифмического типа. Требуемые для проведения расчетов зависимости свойств ТВС и граничных условий от температуры и плотности теплоносителя, концентрации борной кислоты, глубины выгорания и т.д. аппроксимированы полиномами. Расчет коэффициентов реактивности основывается на теории возмущений.

5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Коэффициенты диффузии быстрых нейтронов и замедляющие способности нейтронов для всех используемых в расчетах типов ТВС должны быть близкими. Поперечные размеры ТВС должны существенно превышать длины диффузии тепловых нейтронов. Общее количество узлов сетки (основных) ≤ 3500 . Количество типов ТВС ≤ 10 . Количество типов поглотителей-ловушек ≤ 4 .

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Время счета зависит от типа используемой ЭВМ, а также определяется числом счетных точек, выбранным режимом работы программы и может составить от нескольких минут до нескольких часов (расчет выгорания нескольких топливных загрузок с имитацией переменного графика нагрузки).

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Программа допускает следующие виды симметрии активной зоны в плане:

- угол 30° (зеркальная симметрия);
- угол 60° (поворотная и зеркальная симметрия);
- угол 120° (поворотная симметрия);
- угол 360° (поворотная симметрия).

Обеспечена возможность проведения серии вариантов расчетов. Для облегчения анализа интегральных и дифференциальных эффективностей органов регулирования возможна организация цикла расчетов с заданной последовательностью их извлечения.

Программа допускает возможность имитации реальных условий эксплуатации топливных загрузок (использовавшихся на практике графиков изменения мощности, положений органов регулирования и значений температур теплоносителя на входе в активную зону).

Программа предусматривает выдачу информации, необходимой для анализа деформаций микрополей энерговыделения в ТВС по программе ПЕРМАК [2].

Наличие специального блока позволяет в процессе счета проводить сопоставление с экспериментальными данными распределения энерговыделения как в плане, так и по объему активной зоны.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Программы подготовки констант: УНИРАСОС [3], КАССЕТА [3], ОКА [4], РАГУ [5], ПЕРМАК, КРАМС [6].

Программы для анализа микрополей энерговыделения внутри ТВС: ШЕСТИГРАННИК [7], ПЕРМАК.

Предшествующие версии программы БИПР: БИПР-5 [8], БИПР-6.

9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа включена в ОФАП—ЯР, используется в ИАЭ им. И.В. Курчатова, ОКБ ГП, ВНИИАЭС и на советских АЭС с ВВЭР-1000. Программа используется на АЭС “Козлодуй” (Болгария).

Программа аттестована Государственным комитетом СССР по надзору за безопасным ведением работ в промышленности и атомной энергетике в 1991 г.

10. ССЫЛКИ

1. Мараказов А.А. Методика расчета мощностей касет в двухгрупповом диффузионном приближении: Препринт ИАЭ-2781. — М., 1977.
2. Лизоркин М.П., Курченкова Г.И., Лебедев В.И. Аннотация программы ПЕРМАК-У. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 4, с. 56—58.
3. Сидоренко В.Д., Пшенин В.В. Инженерные методы и программы подготовки малогрупповых констант для расчетов активных зон с легководными замедлителями. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 4, с. 4—9.
4. Жолкевич Е.А. Аппроксимация зависимостей нейтронно-физических характеристик решеток ВВЭР от параметров состояния активной зоны. Программа ОКА: Препринт ИАЭ-3558. — М., 1982.
5. Комплект аннотаций программ для расчета ядерных реакторов и решения кинетического уравнения. Выпуск 1: Препринт ИАЭ-2156. — М., 1971.
6. Фролова С.А. Программа решения многогруппового кинетического уравнения в цилиндрической геометрии: Препринт ИАЭ-2481. — М., 1975.
7. Ананьев Ю.А., Богачев Г.А. Расчет поля энерговыделения в шестигранных кассетах. Программа ШЕСТИГРАННИК: Препринт ИАЭ-2417. — М., 1974.
8. Петрунин Д.Д., Беляева Е.Д., Киреева И.Л. БИПР-5 — программа для расчета трехмерных полей энерговыделения и выгорания топлива в одnogрупповом диффузионном приближении для реакторов типа ВВЭР: Препринт ИАЭ-2518; ИАЭ-2519. — М., 1975.

11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Оперативная память не менее 450 кбайт (в зависимости от типа ЭВМ).

УДК 621.039.5

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ АЛЬБОМ

Программа АЛЬБОМ предназначена для расчета в автоматизированном режиме нейтронно-физических характеристик реакторов ВВЭР. Результаты представляются в удобном виде и могут непосредственно использоваться персоналом АЭС в отчетной документации. Программа содержит автономный блок пространственного расчета, что позволяет проводить ее быструю адаптацию к новым физическим моделям.

CODE АЛЬБОМ ABSTRACT. Yu.а. STYRIN, Z.I. BASKAKOVA, V.V. IVCHENKOV, A.V. MARKOV, A.M. PAVLOVICHEV, Yu.A. RIABININ, S.G. SMIRNOV, E.I. SPIRKIN, L.K. SHISHIKOV. Code АЛЬБОМ has been designed to permit automatically neutron-physical calculations of WWER reactor. Results represented in convenient form and can be immediately used by site engineers. The code has autonomous 3-d calculation block to make any future physical model modification simple and easy.

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

АЛЬБОМ. Программа комплексного расчета нейтронно-физических характеристик активной зоны ВВЭР.

12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

ФОРТРАН-4, ФОРТРАН-77.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

ОС ЕС ЭВМ, MicroVMS, VM/SP, Microsoft.

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Объем текста программы составляет более 6500 строк. Библиотека коэффициентов аппроксимации может содержать данные для 50 типов топливных решеток.

15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

А.А. Мараказов, А.Н. Новиков, Е.Д. Беляева, Е.А. Жолкевич, Л.В. Кохановская, А.А. Суслов, ИАЭ им. И.В. Курчатова, 123182, Москва.

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Пользователю могут быть предоставлены описание и инструкция, а также текст программы, библиотеки коэффициентов аппроксимации для расчетов реакторов ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 и тестовые варианты.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

C, D, E, F.
Reactor, WWER, equation, approximation, simulation, criticality, power, distribution, burnup.

Статья поступила в редакцию
24 сентября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 33—35.

2. ЭВМ

ЭВМ ЕС.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Программа осуществляет в автоматизированном режиме следующий комплекс расчетов:

а) прогнозный расчет нейтронно-физических параметров активной зоны с целью определения длительности кампании реактора и получения для заданных моментов кампании реактора следующих характеристик:

— критических концентраций борной кислоты или критических положений механических органов регулирования системы управления и защиты (ОР СУЗ);

— распределения энерговыделения по активной зоне реактора;

— коэффициентов реактивности и параметров точечной кинетики;

— дифференциальных и интегральных эффективностей ОР СУЗ;

— запасов и эффектов реактивности;

— температуры повторной критичности;

— режима ускоренной разгрузки реактора;

— параметров переходных процессов, связанных с перераспределением ксенона и самария при маневрировании мощностью реактора;

б) потвальный расчет поля энерговыделения в заданных ТВС для заданных моментов по кампании реактора.

Результаты расчетов печатаются в виде таблиц в объеме, соответствующем номенклатуре расчетов при обосновании предстоящей загрузки реактора.

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

В программе АЛББОМ реализован автоматический вычислительный процесс. Пользователь указывает режим расчета, а построение соответствующей цепочки вычислительных процедур и обеспечение необходимого обмена информацией между ними осуществляет сама программа АЛББОМ.

Использование операционной системы VM позволяет организовать вычислительный процесс как последовательное выполнение независимых шагов-заданий. Каждое задание оперирует с одним загрузочным модулем, который эквивалентен либо отдельной программе (модули-программы), либо той или иной совокупности процедур расчета (модули-процедуры), входящих в номенклатуру расчетов при обосновании предстоящей загрузки реактора ВВЭР. Модули-процедуры представляют собой ядро программы АЛББОМ (точнее, расчетного комплекса АЛББОМ) и позволяют осуществлять следующие этапы физического расчета:

— расчет выгорания топлива в активной зоне реактора в течение кампании. При этом имитируются изменение концентрации борной кислоты в теплоносителе, перемещение поглотителей-кластеров, перемещение поглотителей-ловушек. В программе определяется конец кампании (момент, когда запас реактивности на данной системе регулирования

становится равным нулю); после этого возможна имитация перехода с одной системы регулирования на другую. Через заданные интервалы времени (эффективные сутки) в течение кампании рассчитываются трехмерные поля энерговыделений в активной зоне и средние энерговыделения кассет, концентрации шлаков, ^{149}Sm , ^{149}Pm , потоки нейтронов, температуры и плотности замедлителя. Рассчитываются максимальные коэффициенты неравномерности поля энерговыделения по радиусу K_Q и объему K_V ; номера кассет, где реализуются K_Q и K_V ; концентрации борной кислоты в теплоносителе или положения органов СУЗ, обеспечивающие критичность реактора;

— на заданный момент кампании реактора и для заданного состояния активной зоны определение эффектов и коэффициентов реактивности; параметров точечной кинетики; интегральных и дифференциальных эффективностей органов СУЗ (в том числе при штатном взводе органов СУЗ и при срабатывании аварийной защиты, а также с учетом одновременного движения двух групп органов СУЗ со сдвигом во времени и с учетом "застревания" максимально эффективного единичного органа СУЗ); критических положений органов СУЗ; критических концентраций борной кислоты в теплоносителе; критических значений мощности реактора; характеристик переходных процессов на ксеноне и самарии; поиск температуры возвратной критичности; выбор режима ускоренной разгрузки реактора.

Расчет поля энерговыделения в активной зоне и эффективного коэффициента размножения реактора проводится по трехмерному крупносеточному алгоритму, эквивалентному программе БИПР-7 [1]. В программе АЛББОМ имеется возможность включения других крупносеточных алгоритмов.

В начале кампании реактора может имитироваться перегрузка активной зоны.

Для расчетов по программе АЛББОМ может использоваться информация, хранящаяся в архиве ХИПИ [2] (поля шлаков, самария, прометия для различных моментов кампании, картограммы загрузок, геометрические и конструкционные параметры активной зоны). Модули-процедуры сформированы из следующих алгоритмов:

1) блок пространственного расчета, с помощью которого определяются трехмерное поле энерговыделения в активной зоне и эффективный коэффициент размножения реактора (CRIT) [3];

2) блок расчета коэффициентов реактивности и параметров точечной кинетики KR [3];

3) блок расчета переходных процессов на ксеноне и самарии (XESM) [3].

Модули-программы сформированы из алгоритмов расчета потвального энерговыделения в кассетах (РЭМНАК) [4].

Описание исходной информации для работы по программе АЛББОМ осуществляется с помощью средств телеобработки несколькими этапами:

а) задание имени АЭС, номера блока, номера кампании;

б) задание имен библиотек и файлов констант;

в) описание режима расчета, т.е. набора шагов-заданий;

г) описание информации для каждого из заданий. После каждого этапа программа АЛББОМ анализирует заданную информацию и выдает соответствующие диагностические сообщения или "советы". Описание информации для заданий осуществляется последовательно, с выведением на экран дисплея списка параметров и комментариев к ним с использованием "панелей" языков REXX и DMS. Этапы б, в, г могут быть опущены. В этом случае программа выполняет комплекс расчетов в соответствии с номенклатурой расчетов при обосновании предстоящей загрузки реактора.

Обмен информацией между шагами-заданиями осуществляется с помощью нескольких буферных файлов, содержащих для различных моментов кампании трехмерные поля концентраций шлаков, самария, прометия, ксенона, энеговывделений, потоков нейтронов, температур и плотностей теплоносителя, координаты максимально эффективных единичных органов СУЗ и др.

Структура программы АЛББОМ позволяет практически любое реальное задание, потребляющее значительное количество машинного времени, разделить на ряд более мелких заданий. Существенно, что прерывание шага-задания из-за ошибок, связанных с описанием исходной информации, обычно не препятствует выполнению последующих шагов-заданий. Выбор необходимого сектора симметрии области расчета осуществляется автоматически внутри программы. По желанию пользователя режим печати может обеспечить запись промежуточных результатов в выходные файлы для контроля правильности расчета. Окончательные результаты расчета оформлены в виде таблиц.

5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Расчетные секторы симметрии загрузки 30, 60, 120, 360°. Количество узлов трехмерной сетки ограничивается только объемом оперативной памяти ЭВМ. Объем требуемой машинной памяти определяется запросами используемых модулей-программ и модулей-процедур. Максимальный запрос модулей-процедур 1500 кбайт.

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

На ЕС-1055 расчет одной кампании реактора ВВЭР-1000 с шагом 20 эф. сут при симметрии 30° и 10 расчетных узлах по высоте активной зоны при использовании схемы пространственного расчета БИПР-7 занимает 10 мин. Расчет одного состояния

производится за 50 с. Расчет по стандартной номенклатуре занимает 40 ч.

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Программа ориентирована на использование операционной системы VM. Может использоваться на АЭС с реакторами ВВЭР-440 и ВВЭР-1000.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

ХИПИ, РЭМНАК.

9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа включена в ОФАП—ЯР и находится в производственной эксплуатации во ВНИИАЭС НПО "Энергия", ИАЭ им. И.В. Курчатова, на Хмельницкой, Ровенской, Запорожской, Балаковской, Кольской АЭС, АЭС "Козлодуй".

10. ССЫЛКИ

1. Жолкевич Е.А., Беляева Е.Д. Описание программы БИПР-7 (версия для ЭВМ ЕС-1040). — В кн.: Библиотека программ ВМК. — София: ИЯИ БАН.
2. Ивченков В.В. и др. Хранение и поиск информации для обеспечения эксплуатационных расчетов ВВЭР (ХИПИ-88). — В кн.: Матер. 2-й Тематической группы ВМК. — Цехлинерхютте (ГДР), 1988.
3. Стырин Ю.А. и др. Модель расчета стационарных интегральных нейтронных полей в активной зоне ВВЭР (модуль CRIT). — М.: ВНИИАЭС, 1989.
4. Рябинин Ю.А. Сопоставление результатов расчетов по программам РЭМНАК и ПЕРМАК. — В кн.: Матер. 6-й Тематической группы ВМК. — М., 1984.

11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Для полного использования возможностей программы АЛББОМ требуются:

- средства телеобработки;
- оперативная память 1500 кбайт;
- алфавитно-цифровое печатающее устройство;
- файлы прямого и последовательного доступа на МД по потребностям пользователя.

12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

ФОРТРАН-4.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

VM.

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

Ю.А. Стырин, З.И. Баскакова, В.В. Ивченков, А.В. Марков, А.М. Павловичев, Ю.А. Рябинин, С.Г. Смирнов, Е.И. Спиркин, Л.К. Шишков. ВНИИАЭС НПО "Энергия", 109507, Москва.

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Пользователям может быть представлена магнитная лента с оттранслированными модулями, опи-

сание программы с инструкцией для пользователя, набор констант, обеспечивающий решение типичных задач, тестовые расчеты.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

C, D, F, K.

Статья поступила в редакцию
9 сентября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 35—38.

УДК 621.039.5

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ ПИР—ВОПОЛ

Дается описание программы имитации реального режима работы реактора с помощью трехмерной диффузионной модели и восстановления поля энерговыделения в реакторе методом наименьших квадратов.

CODE ПИР—ВОПОЛ ABSTRACT. A.V. MARKOV, L.R. POGOSBEKIAN, V.V. IVCHENKOV. The program of WWER real operation mode imitation using three-dimensional diffusion model and power distribution profile reconstruction using Least Squares method is briefly described.

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

ПИР—ВОПОЛ — имитация реального режима работы реактора и восстановления поля энерговыделения.

2. ЭВМ

ЭВМ ЕС.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Имитация реального режима работы реактора включает несколько подзадач:

- имитационный расчет выгорания по реальному графику нагрузки;
- расчет функций влияния для восстановления поля энерговыделения;
- расчет (восстановление) поля энерговыделения в реакторе по экспериментальным замерам с помощью термопар и ДПЗ;
- сопоставление экспериментальных величин с имитационным расчетом.

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Имитационный расчет выгорания осуществляется по трехмерной диффузионной модели реактора ВВЭР, разработанной в ИАЭ им. И.В. Курчатова для программы БИПР-7 [1]. Программная реализация основана на модуле CRIT [2]. Восстановление поля энерговыделения в активной зоне осуществляется методом наименьших квадратов.

5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Количество типов топлива по обогащению не более 20, восстановление поля энерговыделения может производиться при достоверно известной картограмме загрузки.

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Имитационный расчет выгорания одной кампании в угле симметрии 30° требует 45 мин. Расчет функций влияния — 10 мин. Расчет восстановленного поля энерговыделения — 5 мин (для ЭВМ ЕС-1055).

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Программа может использоваться либо в рамках комплекса программ, либо как самостоятельная программа.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Трехмерный пространственный расчет осуществляется с использованием программного модуля CRIT, в котором реализована модель БИПР-7. Нейтронно-физические константы получены по программе КАССЕТА и ОКА.

9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа включена в ОФАП—ЯР и находится в производственной эксплуатации во ВНИИАЭС НПО "Энергия".

10. ССЫЛКИ

1. Жолкевич Е.А., Беляева Е.Д. Описание программ БИПР-7 (версии для БЭСМ-6 и ЕС-1040). — В кн.: Библиотека программ ВМК. — София: ИЯИ БАН.
2. Стырин Ю.А. и др. Модель расчета стационарных интегральных нейтронных полей в активной зоне ВВЭР (модуль CRIT). — М.: ВНИИАЭС, 1989.

11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Для полного использования возможностей программы требуются:

- оперативная память 2500 кбайт;
- алфавитно-цифровое печатающее устройство (максимальный размер физической записи 129 мбайт).

12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

ФОРТРАН-4, REXX, DMS.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

СВМ ЕС.

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Программа автономна и в процессе работы не обращается к общественным библиотекам. Объем текста программы около 10 000 операторов.

15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

А.В. Марков, Л.Р. Погосбекян, В.В. Ивченков. ВНИИАЭС НПО "Энергия", 109507, Москва.

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Пользователю может быть предоставлена магнитная лента, содержащая библиотеки исходных и загрузочных модулей, а также текст инструкции для пользователя программы, отчет с описанием программы, набор констант, обеспечивающий решение типичных задач.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

С, О.

Статья поступила в редакцию
4 сентября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 38—39.

УДК 621.039.5

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ ХИПИ

Дается описание программы сервисного обслуживания банка данных для комплекса программ эксплуатационных нейтронно-физических расчетов реакторов ВВЭР.

CODE ХИПИ ABSTRACT. V.V. IVCHENKOV, A.V. MARKOV, A.M. PAVLOVICHEV, YU.A. STYRIN. The database service program for WWER operation neutron-physical computation program set is briefly described.

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

ХИПИ — сервисное обслуживание банка данных для комплекса программ эксплуатационных нейтронно-физических расчетов ВВЭР.

2. ЭВМ

ЭВМ ЕС.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Представление содержимого банка данных в наглядной форме, свертка-развертка данных из одной симметрии в другую, перегрузка данных (формирование данных на следующую компанию реактора), интерполяция данных.

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Содержимое банка данных представляется в виде таблиц и картограмм, свертка проводится усреднением значений в симметричных кассетах или выделением сектора, развертка проводится дублированием значений в симметричных кассетах, интерполяция проводится кубическими сплайнами.

5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Определяется выполненной задачей. Интерполяция данных выгорания реактора в симметрии 30° из 10 точек в 20 точек по высоте кассеты требует 20 с для ЭВМ ЕС-1055.

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Программа может использоваться в рамках комплекса программ.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Программа не требует обращения к общественным библиотекам.

9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа включена в ОФАП—ЯР и находится в производственной эксплуатации во ВНИИАЭС НПО "Энергия".

10. ССЫЛКИ

1. Чекаданов В.В., Грачев Е.В. Унифицированный формат для сбора нейтронно-физических данных эксплуатации ВВЭР. — В кн.: Материалы ВМК. — ЧССР, 1987.
2. З.С. Брич и др. Фортран ЕС ЭВМ. — М.: Статистика, 1978.
3. Капелюш В.А. и др. Комплекс программ эксплуатационных расчетов ВВЭР. — В кн.: Матер. 15-го Симп. специалистов ВМК по физике ВВЭР. (ГДР, октябрь 1986 г.).

11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Для полного использования возможностей программы требуется алфавитно-печатающее устрой-

ство (максимальный размер физической записи 129 байт).

12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

ФОРТРАН-4, REXX, DMS, АССЕМБЛЕР.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

СВМ ЕС.

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Объем текста программы около 4 тыс. операторов.

15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

В.В. Ивченков, А.В. Марков, А.М. Павловичев, Ю.А. Стырин. ВНИИАЭС НПО "Энергия", 109507, Москва.

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Текст на магнитной ленте, инструкция для пользователя, отчет с описанием системы хранения и поиска информации.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

L, M, N.

Статья поступила в редакцию
4 сентября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 39—40.

УДК 621.039.5

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ ПРОРОК-2М

Кратко описана новая версия программы оптимизации перегрузки реактора ВВЭР при заданной номенклатуре кассет, загружаемых в активную зону. Оптимизация расстановки кассет производится с учетом выгорания топлива в процессе кампании.

CODE ПРОРОК-2М ABSTRACT. A.M. PAVLOVICHEV, V.I. ORLOV. It is shortly described the WWER fuel assembly (FA) allocation optimization program ПРОРОК-2М. FA allocation optimization is performed, considering the fuel cycle burnup process, and using direct search algorithm. The power peaking factor and the power distribution deviation from the predetermined one are used as optimization aim. The number of patterns regarded is greatly reduced by using approximate models. FA power distribution and burnup is computed using the WWER three-dimensional diffusion model.

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

ПРОРОК-2. Оптимизация перегрузки реакторов ВВЭР при заданной номенклатуре кассет, загружаемых в активную зону.

2. ЭВМ

ЭВМ ЕС.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача оптимизации перегрузки реактора ВВЭР при заданной номенклатуре загружаемых в активную зону кассет представляется в виде последовательности следующих подзадач:

— определения набора выгружаемых из активной зоны кассет и замены их свежими кассетами, причем выгрузке подлежат кассеты с минимальными

размножающими свойствами при сохранении заданной симметрии активной зоны;

— оптимизации на начало каждой кампании расстановки кассет с точки зрения минимума некоторой целевой функции при выполнении ряда ограничений с прогнозной оценкой длительности кампании;

— расчета выгорания для полученной оптимальной расстановки кассет, включая выгорание на пониженных параметрах (температурный и мощностной эффекты) в конце кампании;

— расчета коэффициентов реактивности на каждом шаге выгорания;

— расчета топливной составляющей себестоимости электроэнергии.

В качестве целевой функции при оптимизации расстановки кассет могут быть использованы:

— коэффициент неравномерности покассетного распределения энерговыделения в реакторе;

— коэффициент неравномерности объемного распределения энерговыделения в реакторе;

— отклонение распределения покассетного или объемного энерговыделения от заданного профиля распределения энерговыделения;

— доход от продажи электроэнергии, выработанной блоками за кампанию.

При проведении оптимизации обеспечивается выполнение следующих ограничений:

— запрещена постановка под кластер кассет с СВП (для ВВЭР-1000);

— запрещены перестановки рабочих кассет и кассет СУЗ друг с другом (для ВВЭР-440);

— сохраняется заданная симметрия нейтронно-физических свойств активной зоны;

— перестановки кассет выполняются с учетом заданной симметрии перестановок кассет в активной зоне;

— ограничено полное количество перестановок кассет при перезагрузке;

— имеются кассеты, положение которых в процессе поиска оптимальной расстановки фиксировано.

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Предыдущая версия программы ПРОРОК представлена в [1]. Оптимизация расстановки кассет осуществляется с помощью алгоритма, в котором использованы принципы локальной оптимизации [2] в сочетании с методом, основанным на последовательном анализе вариантов [3]. С физической точки зрения основу разработанного алгоритма составляет идея последовательного уменьшения целевой функции путем перестановок двух кассет друг с другом в секторе симметрии. Для выбора перестановки, приводящей к уменьшению целевой функции, используются приближенные оценки перспективности перестановок, получаемые путем расчетов по приближенным моделям, в частности, по двумерной модели расчета энерговыделения. Предложенный алгоритм оптимизации является

обобщением алгоритмов, представленных в [4], [5]. В случае, когда выполнение парных перестановок кассет не уменьшает целевую функцию, программа переходит к анализу компоновок, получающихся из исходной компоновки путем двух последовательных парных перестановок.

Расчет покассетного распределения энерговыделения и выгорания топлива осуществляется по трехмерной диффузионной модели реактора ВВЭР, разработанной в ИАЭ им. И.В. Курчатова для программы БИПР-7.

Для оценки параметров реактора в случае работы на мощностном или при температурном эффекте в конце кампании используется теория возмущений. Расчет прогнозной длительности кампании выполняется с помощью разработанной авторами двухзонной эвристической модели.

Расчет топливной составляющей себестоимости электроэнергии учитывает индивидуальное выгорание отдельной кассеты в каждую кампанию.

5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Количество сортов топлива по обогащению не более 20, сектор симметрии загрузки 60° , сектор симметрии перестановок при оптимизации 30° , максимальное число кассет в секторе симметрии — не более 59, положение рабочей группы органов регулирования в процессе оптимизации фиксировано.

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Оптимизация расстановки кассет в активной зоне реактора ВВЭР-1000 требует 60 мин на ЭВМ ЕС-1055.

Расчет выгорания для полученной расстановки занимает около 10 мин. Время счета практически не зависит от вида целевой функции.

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Программа может использоваться либо в рамках комплекса программ КОМПАС, либо как самостоятельная программа.

При создании программы авторы стремились по возможности более полно учесть требования, предъявляемые расчетчиками к программам оптимизации режима перегрузок. Поэтому особенностями программы являются:

— замкнутость цикла расчетов (оптимизация с учетом покассетного распределения энерговыделения, расчет выгорания, включая выгорание на пониженных параметрах), что обеспечивает удобство ее использования;

— наличие набора целевых функций и введение ограничений на вид схемы перегрузки, что позволяет удовлетворять требования, предъявляемые эксплуатационным персоналом АЭС к выбираемым топливным загрузкам;

- возможность расчета топливной составляющей себестоимости электроэнергии;
- модульность структуры, что дает возможность легко модифицировать программу;
- наглядность представления результатов;
- возможность прерывания расчетов и последующего их возобновления;
- возможность считывания стандартного набора исходных данных из файлов, что позволяет при конкретном расчете вводить только изменения к "стандартным" значениям переменных.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Трехмерный пространственный расчет осуществляется с использованием программного модуля CRIT, в котором реализован модуль БИПР-7. Нейтронно-физические константы получены по программам КАССЕТА и ОКА.

9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа включена в ОФАП—ЯР, находится в производственной эксплуатации во ВНИИАЭС НПО "Энергия" и на АЭС с реактором ВВЭР.

10. ССЫЛКИ

1. Павловичев А.М., Орлов В.И. Аннотация программы оптимизации перегрузок реакторов ВВЭР (ПРОРОК-2). — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1983, вып. 5(34), с. 73—75.
2. Финкельштейн Ю.Ю. Приближенные методы и задачи дискретного программирования. — М.: Наука, 1976.
3. Моисеев Н.Н., Иванюков Ю.П., Столярова Е.М. Методы оптимизации. — М.: Наука, 1978.
4. Naft B.N., Sesonke A. Pressurized Water Reactor Optimal Management. — Nucl. Technol., 1972, vol. 14, p. 123.
5. Stout R.B., Robinson A.H. Determination of Optimal Fuel Loading in PWR Using Dynamic Programming. — Nucl. Technol., 1973, vol. 20, p. 86.

11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Для полного использования возможностей программы требуются:

- оперативная память 1500 кбайт;
- алфавитно-цифровое печатающее устройство (максимальный размер физической записи 129 байт).

12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

ФОРТРАН-4.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

СВМ ЕС.

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Программа автономна и в процессе работы не обращается к общественным библиотекам. Объем текста программы около 12 000 операторов.

15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

В.И. Орлов, А.М. Павловичев, ВНИИАЭС НПО "Энергия", 109507, Москва.

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Разработчики могут предоставить пользователю магнитную ленту, содержащую библиотеки исходных и загрузочных модулей, а также текст инструкции для пользователя программы, отчет с описанием программы, набор констант, обеспечивающий решение типичных задач по оптимизации загрузки реактора ВВЭР, тестовую задачу и проч.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

D.

Статья поступила в редакцию
13 сентября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 40—42.

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ AZIMUT

Дано краткое описание программы AZIMUT, которая предназначена для расчета нейтронных потоков в кластерной ячейке с учетом 1-й и 2-й азимутальных гармоник в одногрупповом P_3 -приближении на основе гетерогенного подхода.

CODE AZIMUT ABSTRACT. V.E. RAEVSKAYA. The brief description of AZIMUT code for calculation the neutron flux in a cluster cell is presented. Code takes into account 1 and 2 azimuthal harmonics in the one-group P_3 - approximation and uses the heterogeneous approach.

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

AZIMUT — расчет кластерной ячейки с учетом азимутальной зависимости поля.

2. ЭВМ

БЭСМ-6.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задача состоит в определении нейтронных потоков в кластерной ячейке с учетом азимутальной зависимости поля в одногрупповом P_3 -приближении на основе гетерогенного подхода. Решетка имеет квадратную или гексагональную структуру, в узлах которой установлены бесконечные по высоте цилиндрические блоки-кластеры, в центральной зоне которых по концентрическим окружностям расположены многозонные прутки (одного сорта на каждой из окружностей). Источники в каждой гомогенной области предполагаются однородными и изотропными. Вычисляются нейтронные потоки на границах зон кластера, зон прутков, средние потоки во всех зонах кластера и прутков и во внешнем замедлителе.

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Решение односкоростного кинетического уравнения представляется в виде разложения по сферическим и азимутальным гармоникам.

Для коэффициентов разложения получаемая алгебраическая система линейных уравнений расщепляется относительно номера азимутальной гармоники [1]. Для каждой азимутальной гармоники решение системы уравнений в P_3 -приближении представляется в виде двух 4-компонентных комплексных векторов: вектора потока и вектора тока, которые удобно записать в матричной форме через постоянные, определяемые из условия непрерывности нейтронного потока на границе раздела сред (граничные условия также расщепляются по индексу азимутальной гармоники [1]).

Используя полученные на основе гетерогенного подхода "теоремы сложения полей", решение в центральной зоне кластера и в замедлителе между

блоками представляется в удобном для записи граничных условий виде. При сложении полей происходит "перемешивание" решений, соответствующих разным азимутальным гармоникам.

Решение во всех гомогенных областях записывается в виде, удобном для реализации матричной прогонки [2]. Для многозонных прутков матричная прогонка выполняется отдельно для каждой азимутальной гармоники и связывает на границах каждой зоны действительные части решения только с действительными, а мнимые — только с мнимыми. Для зон кластера соотношения матричной прогонки дают "нерасщепляющуюся" по азимутальному индексу связь решений на границах зон.

5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Число азимутальных гармоник не больше двух; число сортов прутков не больше шести; число зон в прутках не больше пяти; число окружностей, по которым расположены прутки одного сорта, не больше шести; число зон в кластере не больше десяти; для шести рядов прутков памяти БЭСМ-6 для учета второй азимутальной гармоники не хватает.

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Время счета ячейки типа РБМК составляет: 12 с в монополюсном приближении, 35 с — в дипольном, 105 с — с учетом двух азимутальных гармоник. Для более сложного кластера с шестью рядами прутков необходимо 20 с для монополюсного приближения, 160 с — для дипольного.

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Программа реализована в виде набора подпрограмм, записанных на магнитной ленте. Вся необходимая для расчета информация вводится с перфокарт.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа отлажена и находится в эксплуатации.

10. ССЫЛКИ

1. В.Е. Раевская. Распределение потока нейтронов в полячейке с кластерами в одногрупповом P_3 -приближении с учетом азимутальной зависимости поля: Препринт ИТЭФ №129. — М., 1984.
2. В.Е. Раевская., Б.З. Торлин. Метод матричной прогонки для расчета сложной решетки в P_3 -приближении. — Атомная энергия, 1980, т. 49, вып. 5, с. 310—311.

11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Необходима оперативная память объемом 30 тыс. машинных слов. В процессе расчета используется рабочий барабан.

12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

ФОРТРАН—ЦЕРН.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

ОС "Дубна".

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

В.Е. Раевская. Институт теоретической и экспериментальной физики, 117259, Москва.

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Текст программы на магнитной ленте и описание применения.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

В.
Кластерная ячейка, гетерогенный подход, P_3 -приближение, азимутальные гармоники, потоки нейтронов.

Статья поступила в редакцию
12 февраля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 43—44.

УДК 621.039.524.6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКИХ ЗАГРУЗОК
ОДНОРОДНЫХ СИСТЕМ $UO_2-ZrH_{1,89}$ И UO_2-H_2O
С ТОПЛИВОМ 21- И 36%-ОБОГАЩЕНИЯ ПО ^{235}U

И.А. Едчик, Г.А. Носов, В.В. Сапожников, О.И. Ярошевич
Институт ядерной энергетики АН БССР, 223061, Минск, пос. Сосны

Дается описание критических сборок UO_2-H_2O и $UO_2-ZrH_{1,89}$ с топливом 21- и 36%-обогащения по ^{235}U . Измерены критические загрузки однородных активных зон, загруженных кассетами с различной степенью гетерогенности, в области изменения концентраций замедлителя к топливу $\rho_H/\rho_5 = 64,5 \div 113,5$ со стальным, бериллиевым и гидридциркониевым боковыми отражателями, а также без отражателя.

DETERMINATION OF THE CRITICAL LOADINGS OF THE UNIFORM $UO_2 - ZrH_{1,89}$ AND $UO_2 - H_2O$ CRITICAL SYSTEMS WITH 21% AND 36%-ENRICHED ^{235}U FUEL. I.A. YEDCHIK, G.A. NOSOV, V.V. SAPOZHNIKOV, O.I. YAROSHEVICH. Description of $UO_2 - H_2O$ and $UO_2 - ZrH_{1,89}$ — critical assemblies with 21% and 36%-enriched ^{235}U fuel is given. The critical loadings of the various heterogeneity in the region of the moderator — to — fuel atom ratios of $\rho_H/\rho_5 = 64,5 \div 113,5$ have been measured. The cores with and without side reflectors made of steel, beryllium and zirconium hydride have been investigated.

Экспериментальные данные по критическим массам и критическим размерам однородных, не содержащих экспериментальных каналов и каналов органов СУЗ, уран-водородсодержащих систем широко используются для тестировки и совершенствования методов и математических программ расчетов ядерных реакторов. К настоящему времени в литературе наиболее широко представлены результаты измерений критических масс и критических размеров уран-водных систем с топливом низкого (< 10%) и высокого (> 75%) обогащения по ^{235}U [1—7]. Меньшая экспериментальная информация имеется по уран-гидридциркониевым критическим системам, относящимся в основном к системам с топливом высокого (~ 90%) обогащения по ^{235}U [8—11].

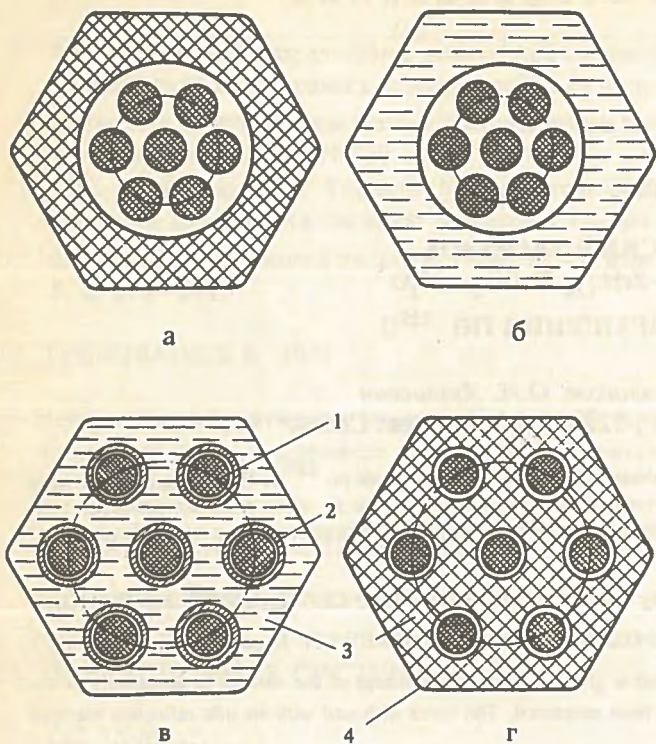
В данной статье представлены результаты проведенных в ИЯЭ АН БССР измерений критических масс однородных гетерогенных критических систем $UO_2 - ZrH_{1,89}$ и $UO_2 - H_2O$ с топливом среднего (21 и 36%) обогащения ^{235}U с различными по материалу и толщине боковыми отражателями. Исследовались активные зоны, состоящие из топливных кассет одинаковых размеров, но с различной степенью гетерогенности и различной объемной долей конструктивных материалов. Активные зоны собирались из топливных кассет пучкового и канального типов. Кассета пучкового типа содержит шестигранный стальной чехол размером под ключ 44 мм с толщиной стенки 0,4 мм, в центр которого устанавливалась стальная труба $\varnothing 27,6 \times 0,3$ мм. Полость между чехлом и трубой заполнялась на высоту 50 см либо водой, либо шайбами из $ZrH_{1,89}$ плотностью 5,1 г/см³, имеющими размеры

под ключ 43 мм и центральное отверстие $\varnothing 28$ мм. В центральный канал вставляется тепловыделяющая сборка — пучок из семи твэлов типа Э-36 с шагом 8,5 мм.

Твэл типа Э-36 представляет собой стальную трубку $\varnothing 7 \times 0,35$ мм, наполненную на длину 50 см порошком двуокиси урана UO_2 , обогащенной до 36% по ^{235}U , плотностью $\gamma = 5,1$ г/см³.

Кассета канального типа содержит семь твэлов типа Э-36, заключенных в трубки $\varnothing 10 \times 1$ мм из нержавеющей стали. Трубки $\varnothing 10 \times 1$ мм расположены по треугольной решетке с шагом 14,8 мм. Пространство между шестигранным чехлом кассеты и трубками $\varnothing 10 \times 1$ мм заполнялось дистиллированной водой.

Чехол кассеты канального типа заполнялся блоками гидрида циркония состава $ZrH_{1,89}$ на высоту 60 см. Эти блоки изготовлены по технологии, отличающейся от технологии изготовления ранее упоминавшихся ZrH_n -шайб и имеют плотность $\gamma = 5,56$ г/см³. В каждой кассете находится 12 гидридциркониевых блоков высотой по 50 мм, в которых по треугольной сетке с шагом 14,5 мм просверлены семь отверстий $\varnothing 8,2$ мм. В этих отверстиях устанавливаются каналные стальные трубки $\varnothing 8 \times 0,25$ мм, в которых находятся стержневые твэлы типа Г-21. Твэл Г-21 представляет собой стальную трубку $\varnothing 6,2 \times 0,4$ мм, заполненную таблетками из спеченной двуокиси урана UO_2 , обогащенной до 21% по ^{235}U , плотностью $\gamma = 10,3$ г/см³. Длина топливной части твэла 50 см. Поперечные разрезы кассет показаны на рисунке. Состав активных зон приведен в табл. 1.



Топливные кассеты различного состава (поперечный разрез): а и б — кассеты пучкового типа с $ZrH_{1,89}$ и H_2O -замедлителями соответственно; в и г — кассеты канального типа с H_2O - и $ZrH_{1,89}$ -замедлителями; 1 — твэл; 2 — канальная трубка; 3 — замедлитель; 4 — чехол кассеты

Т а б л и ц а 1. Состав кассет активных зон

Тип кассеты, замедлитель	ρ_H/ρ_S	Объемные доли, %			
		Топливо	Замедлитель	Сталь	Пористость
Пучковый, $ZrH_{1,89}$	64,5	12,6	57,8	8,0	21,6
Пучковый, H_2O	72,5	12,6	59,0	8,0	20,4
Канальный, H_2O	76,5	12,6	61,4	17,9	8,1
Канальный, $ZrH_{1,89}$	113,5	9,2	73,0	9,3	8,5

Т а б л и ц а 2. Состав (об. %) и толщина (см) торцевых отражателей

Тип кассеты, замедлитель	Верхний отражатель					Нижний отражатель				
	$ZrH_{1,89}$	H_2O	Сталь	Пористость	Толщина	$ZrH_{1,89}$	H_2O	Сталь	Пористость	Толщина
Пучковый, $ZrH_{1,89}$			78	22	6,5			77	23	9,5
			100		100			100		20,5
Пучковый, H_2O			78	22	6,5			77	23	9,5
			100		10,0			100		20,5
Канальный, H_2O		61,4	30,5	8,1	5,0		61,4	30,5	8,1	5,0
			88	12	1,0			75	25	3,0
								100		20,5
Канальный, $ZrH_{1,89}$	73		18,5	8,5	4,0	73		18,5	8,5	6,0
			91,5	8,5	2,5			100		180

Торцевые отражатели образуются концевыми деталями твэлов и кассеты, а также верхним подвижным стальным отражателем, дистанционирующей и опорной решетками. Состав и толщина торцевых отражателей (в порядке прилегания к активной зоне) приведены в табл. 2.

Кассеты канального типа с $ZrH_{1,89}$ -замедлителем устанавливались в дистанционирующую решетку с шагом 45 мм; остальные кассеты — в решетку с шагом 44,6 мм.

Боковой отражатель набирался либо из шестигранных бериллиевых блоков размеров под ключ 34,8 мм, либо из стальных цилиндрических блоков \varnothing 44 мм, либо из кассет с гидридциркониевым замедлителем без твэлов.

Для определения минимальных критических нагрузок однородных активных зон экспериментально были получены поправки на эффекты неоднородностей (наличие в зоне 2—4 каналов СУЗ). Результаты измерений критических масс и критических размеров однородных активных зон приведены в табл. 3.

Данные для критической сборки Ц-4 получены при плотности бокового ZrH_n -отражателя $\gamma = 5,56$ г/см³, для Ц-5 при $\gamma = 5,1$ г/см³.

Погрешность значений $M_{кр}$ для доверительной вероятности, равной 0,95, включает погрешность содержания ²³⁵U, определенную по паспортным данным завода — изготовителя твэлов (систематическая погрешность), и погрешность определения эффектов неоднородностей в активной зоне (случайная погрешность).

Результаты экспериментов указывают на сильное влияние бокового отражателя на величину критической загрузки. Так, при наличии бериллиевого отражателя эффективной толщиной 12 см критическая загрузка уменьшается в 3,4 раза для критических сборок В-2 и В-7 с H_2O -замедлителем и в 2,3 раза для критических сборок Ц-3 и Ц-7 с ZrH_n -замедлителем при эффективной толщине бериллиевого отражателя 9 см, что объясняется большим вкладом утечки нейтронов в общий баланс нейтронов в исследуемых системах. Замена стального отражателя на бериллиевый при прочих равных условиях уменьшает критическую за-

Таблица 3. Минимальные критические загрузки однородных активных зон $UO_2 - ZrH_{1,89}$ и $UO_2 - H_2O$

Индекс сборки	Активная зона				Отражатель		$M_{кр}$, кг
	Тип кассет (твэл)	Замедлитель	ρ_H/ρ_5	$R_{экр}$, см	Материал	Эффективная толщина, см	
Ц-1	Пучковый (Э-36)	$ZrH_{1,89}$	64,5	17,3	Бериллий	9,0	$9,97 \pm 0,10$
Ц-2		$ZrH_{1,89}$	64,5	20,7	Сталь	11,0	$14,35 \pm 0,16$
В-1		H_2O	72,5	19,1	Сталь	11,0	$12,14 \pm 0,13$
В-2	Канальный (Э-36)	H_2O	76,5	14,1	Бериллий	12,0	$6,50 \pm 0,08$
В-3		H_2O	76,5	15,4	Бериллий	9,0	$7,80 \pm 0,08$
В-4		H_2O	76,5	14,7	Бериллий Сталь	9,0 3,7	$7,12 \pm 0,08$
В-5		H_2O	76,5	14,5	Бериллий Сталь	9,0	$6,86 \pm 0,08$
В-6		H_2O	76,5	17,9	Сталь	11,0	$10,72 \pm 0,10$
В-7		H_2O	76,5	25,6	Отсутствует		$22,1 \pm 1,0$
Ц-3		Канальный (Г-21)	$ZrH_{1,89}$	113,5	12,7	Бериллий	9,0
Ц-4	$ZrH_{1,89}$		113,5	15,9	$ZrH_{1,89}$	6,6	$6,45 \pm 0,08$
Ц-5	$ZrH_{1,89}$		113,5	16,6	$ZrH_{1,89}$	4,9	$7,08 \pm 0,10$
Ц-6	$ZrH_{1,89}$		113,5	19,2	Сталь	11,0	$6,26 \pm 0,06$
Ц-7	$ZrH_{1,89}$		113,5	19,2	Отсутствует		$9,46 \pm 0,10$

рузку более чем в 1,6 раза (критические сборки В-2 и В-6).

При переходе от загрузки активной зоны кассетами "пучкового" типа к загрузке кассетами "канального" типа (критические сборки В-1 и В-6) при одном и том же боковом отражателе критическая загрузка уменьшается на ~ 12%, несмотря на то, что содержание конструкционных материалов (нержавеющая сталь) в кассетах канального типа в ~ 2,2 раза больше, чем в кассетах пучкового типа. Уменьшение критической массы при данном переходе объясняется уменьшением эффектов гетерогенности в кассетах канального типа и некоторым (на 5,5%) увеличением отношения ρ_H/ρ_5 .

При замене гидридциркониевого замедлителя плотностью 5,1 г/см³ на водяной (критические сборки Ц-2 и В-1) критическая загрузка уменьшается на ~ 15%, что связано с увеличением отношения ρ_H/ρ_5 на ~ 12% в результате большего (на ~ 8%) содержания водорода в единице объема воды и с ликвидацией зазоров между замедлителем и конструктивными элементами кассеты.

Полученные экспериментальные данные по критическим массам и критическим размерам однородных критических систем $UO_2 - ZrH_n$ и $UO_2 - H_2O$ могут быть использованы для проверки методов расчета активных зон с кассетной загрузкой топлива, близких по конструкции к активным зонам энергетических тепловых реакторов.

Список литературы

1. Сабо Ф. Исследование решетки критической системы на обогащенном уране, замедлитель — обычная вода. — В кн.: 3-я Междунар. конф. ООН по использованию атомной энергии в мирных целях (Женева, 1964 г.) Доклад P/650 (Венгрия).
2. Бать Г.А., Гулимов В.Н., Зарубин Ю.В. и др. Температурный эффект в области 20—250 °С для некоторых строго регулярных гетерогенных $U - H_2O$ -критическихборок. — Атомная энергия, 1971, т. 30, вып. 4, с. 354—358.
3. Левадный В.А., Ярошевич О.И. Критические массы и материальные параметры обогащенных урановодных систем. — Вестн АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук, 1971, № 2, с. 16—18.
4. Инютин Е.И., Ланцов М.Н., Морозов И.Г. Экспериментальное изучение физических характеристик водо-водяных реакторов для малой энергетики. — В кн.: 3-я Междунар. конф. ООН по использованию атомной энергии в мирных целях (Женева, 1964 г.) Доклад P/359 (СССР).
5. Камаев А.В., Гурин В.Н., Владыков Г.М. Анализ критических параметров гомогенных сферическихборок. В кн.: Физика ядерных реакторов. — Обнинск: ФЭИ, 1966, т. 3, с. 63—84.
6. Экспериментальные исследования по физике уран-водных решеток типа ВВЭР. Budapest: Academial Kiado, 1984. — 572 с.
7. Hellens R.L., Price G. Reactor Technology. — USA EC, 1964.

8. Пономарев-Степной Н.Н., Смирнов О.Н., Кулева Р.В. Нейтронно-физические исследования систем с замедлителем из гидрида циркония. — В кн.: 3-я Междунар. конф. ООН по использованию атомной энергии в мирных целях (Женева, 1964 г.). Доклад P/361 (СССР).
9. Кузнецов В.А., Прохоров Ю.А., Захаркин И.И. и др. Экспериментальные исследования критических систем с LiH- и ZrH_{1,6}-замедлителями. — В кн.: 3-я Междунар. конф. ООН по использованию атомной энергии в мирных целях (Женева, 1964 г.). Доклад P/878 (СССР).
10. Кузнецов В.А., Коновалов В.А., Ляшенко Е.И. и др. Исследование критических сборок с водородо-содержащими замедлителями. Физика ядерных реакторов. — Обнинск: ФЭИ, 1966, т. 3, с. 201—217.
11. Кузнецов В.А. Ядерные реакторы космических энергетических установок. — М.: Атомиздат, 1977. — 240 с.

Статья поступила в редакцию
18 июня 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 45—48.

УДК 621.039.524.6

ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ В ОКОЛОКОРПУСНОМ ПРОСТРАНСТВЕ РЕАКТОРОВ ВВЭР-440 ДЛЯ УТОЧНЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ НАГРУЗКИ КОРПУСОВ

В.И. Вихров, С.М. Зарицкий, А.В. Хрусталева
Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, 123182, Москва

Б. Ошмера, Ф. Томашек
Институт ядерных исследований, 25068, Ржеж, ЧСФР

Й. Хогел, М. Холман
Завод энергетического машиностроения "Шкода", 31600, Пльзень, ЧСФР

Обсуждается методология оценки радиационной нагрузки корпуса реактора, включающая дозиметрию образцов-свидетелей и мониторинг флюенса нейтронов на внешней поверхности корпуса с использованием интегральных сечений и пространственно-энергетических индексов, полученных на базе макетных измерений пространственно-энергетических распределений плотности потока нейтронов в околокорпусном пространстве. В качестве иллюстрации приводятся данные для нескольких реакторов ВВЭР-440.

INVESTIGATIONS OF THE NEUTRON FIELD CHARACTERISTICS IN THE WWER-440 NEAR-VESSEL SPACE FOR THE MORE ACCURATE DEFINITION OF THE VESSEL RADIATION DAMAGE. V.I. VIKHROV, S.M. ZARITSKY, A.V. KRUSTALEVA, B. OŠMERA, F. TOMAŠEK, J. HOGEL, M. HOLMAN. A review of the methodology used for reactor pressure vessel radiation damage determination is presented. The methodology consists of surveillance specimen dosimetry and ex-vessel fluence monitoring by means of integral cross sections space-energy indices based on mock-up space-energy neutron density distribution measurements. The methodology is illustrated by a set of data for various WWER-440 units.

1. ВВЕДЕНИЕ

Важнейшей задачей при эксплуатации АЭС с корпусными реакторами является обеспечение безопасной работы корпусов. Для решения этой задачи осуществляются программы контроля состояния материалов корпусов с помощью образцов-свидетелей (ОС), изготовленных из материалов того корпуса, который контролируется.

В настоящее время программы ОС реализуются на действующих АЭС с реакторами ВВЭР-440 в СССР, а также на АЭС ЧСФР, ВР, ГДР и Финляндии. Реализация программ ОС для освидетельствования состояния корпусов, а также необходимость уточнения ресурса их работы требует достоверного определения характеристик нейтронного поля в зоне расположения ОС и корпусов реакторов.

В данной работе приводятся некоторые результаты расчетно-экспериментальных исследований характеристик полей нейтронов в околокорпусном пространстве реакторов ВВЭР-440. Исследования проводились на действующих АЭС и на стенде ЛР-0 (ЧСФР), где были созданы макеты реактора ВВЭР-440 со стандартной (349 топливных кассет) и модифицированной (313 топливных кассет, 36 кассет экранов) активными зонами [1].

Необходимо отметить, что макеты на ЛР-0 в радиальном направлении по геометрии и составу в максимальной возможной степени повторяют энергетический реактор ВВЭР-440. Цель экспериментов на ЛР-0 состояла в получении почти прямых экспериментальных данных по энергетическим спектрам плотности потока нейтронов и коэффициентам ослабления плотности потока в радиальном направлении.

Исследования, выполненные на действующих АЭС и на реакторе ЛР-0, позволили получить данные о влиянии кассет-экранов на пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов в околоректорном пространстве, включая места ОС и корпус реактора.

2. ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ В ЗОНЕ РАЗМЕЩЕНИЯ ОС

В конструкции реакторов ВВЭР-440 предусмотрены экспериментальные каналы для размещения систем с ОС. Образцы-свидетели помещаются в герметичные контейнеры, с помощью цепей соединенные в гирлянды. Для контроля нейтронного поля в контейнеры ставятся капсулы с активационными фольгами чистых металлов: ^{54}Fe , ^{63}Cu и ^{93}Nb .

Через определенные сроки освидетельствования гирлянды извлекаются и разделяются. Образцы-свидетели испытываются, а по активационным фольгам определяются характеристики нейтронного поля.

В данной работе приводятся значения плотности потока нейтронов, определенные только по реакции $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$. С помощью этой реакции можно получить надежные данные ввиду того, что для нее с большой точностью известны сечение активации и другие ядерные константы.

Кроме того, используя эту реакцию, можно проводить "аттестацию" каждого образца по флюенсу нейтронов. Необходимость "аттестации" связана с тем, что, во-первых, как установлено исследованиями, по сечению контейнера с двумя образцами типа "Шарпи" наблюдается неравномерность плотности потока быстрых нейтронов, достигающая 20%, и во-вторых, не в каждом контейнере с ОС предусмотрены индикаторы нейтронного потока. А в соответствии с нормативными документами по методикам исследования материалов образцы, отбираемые на ударные испытания, по флюенсу нейтронов не должны отличаться более чем на 15% [2].

В этой связи флюенсы быстрых нейтронов на каждом образце определялись по активации самих образцов в результате пороговой реакции $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$. Активность ^{54}Mn находилась с помощью установки для γ -сканирования. Калибровка установки для определения численных значений активности осуществлялась по образцу "Шарпи" известной активности.

Можно применять реакцию $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$ для определения необходимых характеристик поля нейтронов, если известен энергетический спектр быстрых нейтронов для мест облучения ОС. Только в этом случае можно получить необходимое усредненное сечение реакции, используемое для определения плотности по-

тока нейтронов с $E > 0,5$ МэВ. Усреднение сечения в нашем случае производилось по экспериментальному спектру быстрых нейтронов, найденному в результате макетных экспериментов на реакторе ЛР-0.

В результате предварительных экспериментов на реакторе ЛР-0 установлено, что сечения активации реакции $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$, усредненные в интервале энергии $E > 0,5$ МэВ по экспериментальным спектрам стандартной активной зоны и зоны с кассетами-экранами, совпадают. В этой связи для всех ОС использовалось одно усредненное сечение, равное 46,7 мб.

Ввиду того что гирлянды с ОС располагаются почти на полную высоту активной зоны реактора, представляет практический интерес исследовать спектры нейтронов по высоте активной зоны для мест размещения ОС. Расчеты показали, что спектры в трех точках по высоте (200, 1250 и 2300 мм от нижней границы активной зоны) практически одинаковы, и в этой связи является обоснованным использование одних усредненных сечений для всех ОС в гирляндах.

Расчет скорости создания смещений на атом (сна) проводился в многогрупповом приближении с использованием библиотеки констант DAMSIG-81 [3] и значения многогрупповой плотности потока нейтронов, полученных из экспериментов на ЛР-0 и АЭС.

Для корпусных материалов в связи с малым содержанием в них легирующих примесей использовались групповые сечения смещения для железа.

Ввиду того что гирлянды с ОС находятся под воздействием нейтронного поля довольно длительное время, при определении плотности потока нейтронов при номинальной мощности учитывался мощностной режим работы АЭС.

Характеристики нейтронного поля для контейнеров ОС реакторов ВВЭР-440 со стандартной активной зоной (349 топливных кассет) и с активной зоной с кассетами-экранами (313 топливных кассет) приведены в табл. 1. Данные соответствуют номинальной мощности реакторов.

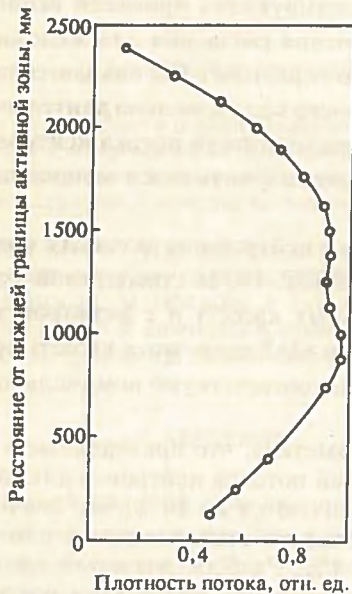
Необходимо отметить, что приведенные в табл. 1 значения плотностей потоков нейтронов для однотипных реакторов отличаются до 20%, что значительно превышает погрешность относительных измерений, которая равна $\pm 4\%$. Разброс значений плотностей потоков быстрых нейтронов обусловлен некоторыми отличиями в компоновке активных зон для разных блоков АЭС и кампаний.

Из сопоставления данных табл. 1 следует, что установка кассет-экранов на периферию активной зоны уменьшает плотность потока быстрых нейтронов с $E > 0,5$ МэВ в каналах с ОС примерно в 9 раз. На рис. 1 в качестве иллюстрации приведено относительное распределение плотности потока быстрых нейтронов с $E > 0,5$ МэВ по высоте гирлянд ОС на реакторе ВВЭР-440 Армянской АЭС. Аналогичный характер аксиальных распределений получен для ОС РАЭС, КАЭС и АЭС "Богунце" и "Дукованы" (ЧСФР).

Т а б л и ц а 1. Характеристики нейтронного поля в зоне размещения ОС реакторов ВВЭР-440

АЭС	Блок	Начало облучения	Конец облучения	Количество топливных кассет	Максимальная скорость реакции на ядро $^{54}\text{Fe}(n, p) ^{54}\text{Mn}$, с^{-1}	Максимальная плотность потока нейтронов *) с $E > 0,5$ МэВ, $\frac{\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}}{\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}}$	Скорость создания смещений, $\text{см}/\text{с}$
Армянская	II	31.05.81	13.07.84	349	$(1,40 \pm 0,07) \cdot 10^{-13}$	$(3,02 \pm 0,36) \cdot 10^{12}$	$3,20 \cdot 10^{-9}$
		04.01.80	13.07.84	349	$(1,62 \pm 0,08) \cdot 10^{-13}$	$(3,51 \pm 0,42) \cdot 10^{12}$	$3,68 \cdot 10^{-9}$
Кольская	III	24.03.81	27.03.83	349	$(1,35 \pm 0,07) \cdot 10^{-13}$	$(2,91 \pm 0,35) \cdot 10^{12}$	$3,05 \cdot 10^{-9}$
	IV	07.10.84	19.10.85	349	$(1,62 \pm 0,08) \cdot 10^{-13}$	$(3,50 \pm 0,42) \cdot 10^{12}$	$3,70 \cdot 10^{-9}$
	III	24.03.81	13.05.85	349	$(1,57 \pm 0,08) \cdot 10^{-13}$	$(3,38 \pm 0,41) \cdot 10^{12}$	$3,60 \cdot 10^{-9}$
Ровенская	II	19.12.81	18.07.85	349	$(1,39 \pm 0,07) \cdot 10^{-13}$	$(3,00 \pm 0,36) \cdot 10^{12}$	$3,14 \cdot 10^{-9}$
	I	22.12.80	07.06.82	313	$(1,63 \pm 0,08) \cdot 10^{-14}$	$(3,53 \pm 0,42) \cdot 10^{11}$	$3,66 \cdot 10^{-10}$
	I	22.12.80	27.07.84	313	$(1,77 \pm 0,09) \cdot 10^{-14}$	$(3,84 \pm 0,46) \cdot 10^{11}$	$4,12 \cdot 10^{-10}$
	I	22.12.80	14.06.86	313	$(1,61 \pm 0,08) \cdot 10^{-14}$	$(3,48 \pm 0,42) \cdot 10^{11}$	$3,58 \cdot 10^{-10}$
"Богунце"	III	25.08.84	28.07.85	349	$(1,51 \pm 0,07) \cdot 10^{-13}$	$(3,23 \pm 0,38) \cdot 10^{12}$	$3,42 \cdot 10^{-9}$
	IV	09.08.85	04.09.86	349	$(1,25 \pm 0,06) \cdot 10^{-13}$	$(2,68 \pm 0,28) \cdot 10^{12}$	$2,84 \cdot 10^{-9}$
"Дукованы"	I	12.02.85	19.04.86	349	$(1,50 \pm 0,07) \cdot 10^{-13}$	$(3,21 \pm 0,38) \cdot 10^{12}$	$3,40 \cdot 10^{-9}$
	II	01.02.86	28.02.87	349	$(1,56 \pm 0,08) \cdot 10^{-13}$	$(3,34 \pm 0,40) \cdot 10^{12}$	$3,53 \cdot 10^{-9}$

*) При $\bar{\sigma}_{0,5} = 46,7$ мб.



Относительное распределение плотности потока быстрых нейтронов с $E > 0,5$ МэВ по высоте гирлянд образцов-свидетелей на реакторе ВВЭР-440 Армянской АЭС (II блок)

3. ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ НА НАРУЖНОЙ ПОВЕРХНОСТИ КОРПУСА РЕАКТОРА

Прямым методом экспериментально определить радиационную нагрузку корпуса реактора на действующих АЭС не представляется возможным. Поэтому потребовалось выполнить комплекс расчетно-экспери-

ментальных работ, позволивший оценить такую нагрузку как с кассетами-экранами, так и без них. Комплекс работ включал расчеты, эксперименты на реакторе ЛР-0 с макетами ВВЭР-440 и эксперименты на действующих АЭС.

На реакторе ЛР-0 исследовались такие характеристики, как относительные пространственно-энергетические распределения плотности потока нейтронов, ослабления плотности потока для различных точек макета.

На действующих АЭС проводились доступные измерения характеристик полей нейтронов в околореакторном пространстве активационными методами. Такие возможности имелись на II блоке АЭС "Богунце" и "Дукованы" (ЧСФР), на АЭС "Грайфсвальд" (ГДР) и "Пакш" (ВР).

На АЭС "Богунце", "Дукованы", "Грайфсвальд" и "Пакш" измерения с помощью пороговой реакции $^{54}\text{Fe}(n, p) ^{54}\text{Mn}$ проводились на наружной поверхности корпусов реакторов. В табл. 2 приведены результаты этих измерений, указаны максимальные значения полученных значений плотностей потоков нейтронов с $E > 0,5$ МэВ.

При определении плотностей потоков нейтронов по реакции $^{54}\text{Fe}(n, p) ^{54}\text{Mn}$ применено одно значение $\bar{\sigma}_{0,5} = 24,9$ мб, усредненное по экспериментальному спектру, полученному на ЛР-0. Указанное значение сечения будет уточнено после завершения экспериментов на реакторе ЛР-0.

Из табл. 2 видно, что установка кассет-экранов на периферию активной зоны приводит примерно к трехкратному уменьшению плотности потока нейтронов на наружной поверхности корпусов, в то время

Т а б л и ц а 2. Плотности потоков нейтронов на наружной поверхности корпусов реакторов АЭС

АЭС	Блок	Кампания	Скорость реакции, с ⁻¹	Плотность потока нейтронов *) с $E > 0,5$ МэВ, см ⁻² ·с ⁻¹
Стандартная активная зона				
"Пакш"	II	1	$1,04 \cdot 10^{-15}$	$4,18 \cdot 10^{10}$
"Грайфсвальд"	III	7	$1,17 \cdot 10^{-15}$	$4,70 \cdot 10^{10}$
"Богунце"	I	8	$1,31 \cdot 10^{-15}$	$5,26 \cdot 10^{10}$
"Дукованы"	II	1+2	$1,22 \cdot 10^{-15}$	$4,90 \cdot 10^{10}$
Активная зона с кассетами-экранами				
"Богунце"	II	6	$3,81 \cdot 10^{-16}$	$1,53 \cdot 10^{10}$
	II	7	$4,65 \cdot 10^{-16}$	$1,87 \cdot 10^{10}$
	II	8	$4,69 \cdot 10^{-16}$	$1,91 \cdot 10^{10}$
"Грайфсвальд"	I	12	$3,56 \cdot 10^{-16}$	$1,43 \cdot 10^{10}$
	IV	7	$1,01 \cdot 10^{-15}$	$4,06 \cdot 10^{10}$

*) При $\bar{\sigma}_{0,5} = 24,9$ мб.

как установка выгоревших кассет на периферии зоны приводит к уменьшению плотности потока нейтронов примерно на 20%.

Исследованиями на реакторе ЛР-0 установлено, что при постановке кассет-экранов энергетический спектр нейтронов в зоне ОС и на корпусе реактора изменяется мало. Снижение за счет установки кассет-экранов радиационной нагрузки корпуса в направлении $\theta = 0^\circ$ достигает 6,5 раза. Но если учесть, что после установки кассет-экранов максимум нейтронно-

го поля на корпусе оказывается в направлении $\theta = 20^\circ$, то снижение максимального нейтронного потока, воздействующего на корпус реактора, составляет 4,0 раза.

Окончательные данные о значениях плотности потоков быстрых нейтронов, падающих на внутреннюю поверхность корпусов при различных модификациях активной зоны, будут получены после завершения серии экспериментов на реакторе ЛР-0 с макетами ВВЭР-440.

Авторы признательны коллегам, принимавшим участие в работах и обсуждении результатов: Э.Б. Бродкину, М.А. Лукьянову, А.В. Морякову, В.И. Цофину.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Ošmera B., Holman M., Zaritsky S.M. et al. Experimental Validation of Neutron Calculations for VVER Pressure Vessel Radiation Load Evaluation. — In: 6-th ASTM Conf. (Jackson Hole, USA, 1987).
2. Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок. — М.: Энергоатомиздат, 1989, с. 204.
3. Zijp W. et al. Damage Cross-Sections Library DAMSIG-81. Netherlands. ECN-104, 1980.

Статья поступила в редакцию
26 ноября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 48—51.

УДК 621.039

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА РЕАКТОРОВ ВВЭР-440

В.Н. Проселков, К.В. Симонов

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, 123182, Москва

Ю.Н. Пыткин

Кольская АЭС

Предложены четыре варианта топливного цикла со сверхмалой радиальной утечкой нейтронов, предназначенные для реактора ВВЭР-440 с активной зоной из 349 топливных кассет. Циклы ориентированы на 12-месячную периодичность перегрузок и применение топлива с обогащением либо только 3,6%, либо 3,6 и 4,4%. При этом предусматривается использование рабочих кассет в течение 3-5 лет. Расчетные исследования подтверждаются опытом Кольской АЭС в эксплуатации нетрадиционных топливных загрузок.

FUEL CYCLE OF VVER-440 REACTOR MODERNIZATION. V.N. PROSIOLKOV, K.V. SIMONOV, YU.N. PYTKIN. Four variants of fuel cycle with minimised radial neutron flux for VVER-440 type reactor with 349 fuel bundles in active core are proposed. Cycles are orientated on 12-months length with fuel enrichment either 3,6% or 3,6% and 4,4% together. Working fuel assemblies usage during three — five years are provided. Theoretical investigations are proved by Kolskaya power station experiences in extraordinary fuel strategies exploitation.

Проектный топливный цикл серийных реакторов ВВЭР-440, рассчитанный на применение топлива подпитки 2,4 и 3,6% с заменой при каждой перегрузке ~ 1/3 активной зоны, состоящей из 312 рабочих и 37 регулирующих кассет, имеет высокие экономические показатели. Продолжительность работы реактора на номинальной мощности примерно 300 сут. Такой интервал между перегрузками представляется оптимальным с учетом продолжительности и периодичности проведения планово-предупредительных и ремонтных работ (ППР) и графика сезонной потребности электроэнергии. Средняя глубина выгорания выгружаемого топлива при среднем обогащении топлива подпитки ~ 3,25% и схеме движения топлива в направлении от периферии к центру — около 29 МВт.сут/кг. Именно этот фактор — глубина выгорания топлива — оказывает решающее влияние на экономичность топливного цикла.

Выгорание можно существенно повысить путем увеличения обогащения топлива подпитки в сочетании с уменьшением количества замещаемых при перегрузках ТВС. Режим с ежегодной перегрузкой четверти рабочих кассет обогащением 3,6% позволяет, не меняя схему внутриреакторного движения топлива, довести среднюю энерговыработку до 36,5 МВт.сут/кг. (Опыт четырехлетней эксплуатации ТВС обогащением 3,6% имеется на Кольской АЭС [1] и Ровенской АЭС. В активной зоне III блока Кольской АЭС (КАЭС) на четвертый год было задержано 36 сборок в четвертом топливном цикле, 12 — в пятом, 42 — в шестом и 48 — в седьмом (см. табл. 1), на II блоке Ровенской АЭС (РАЭС) — 6 сборок в четвертой кампании.)

Однако эффективная длительность работы между перегрузками при четырехгодичном режиме использования сборок обогащением 3,6% составляет 270

Т а б л и ц а 1. Состав топливных загрузок и продолжительности кампаний реактора III блока КАЭС при номинальной мощности (количество кассет/обогащение, %)

Год работы в активной зоне	Номер кампании				
	4	5	6	7	8
1	66/3,6 6/2,4 (6/2,4)	78/4,4 30/3,6 18/2,4 (7/1,6) (18/2,4) (6/3,6)	78/4,4 (12/3,6)	78/4,4 (12/3,6) (1/2,4)	78/4,4 (12/3,6)
2	102/3,6 (19/2,4)	66/3,6 6/2,4 (6/2,4)	78/4,4 30/3,6 18/2,4 (6/3,6) (18/2,4)	78/4,4 (12/3,6)	78/4,4 (12/3,6) (1/2,4)
3	102/3,6 (12/2,4)	102/3,6	66/3,6 (1/2,4)	78/4,4 30/3,6 (6/3,6) (6/2,4)	78/4,4 (12/3,6)
4	36/3,6	12/3,6	42/3,6	48/3,6	78/4,4
Среднее обогащение топлива подпитки	3,4	3,6	4,3	4,3	4,3
Продолжительность кампании, эф.сут	361	246	336	380	380 *

*) Расчетная оценка.

П р и м е ч а н и е. В скобках указан состав топливных загрузок ТВС СУЗ.

Т а б л и ц а 2. Характеристики стационарных топливных загрузок

Характеристика	Варианты топливного цикла			
	1	2	3	4
Состав порций топлива подпитки — количество кассет/среднее обогащение, %	91/3,58	103/3,58	91/3,86	79/4,13
В том числе:				
рабочие кассеты	78/3,6	90/3,6	48/3,6+30/4,4	66/4,4
кассеты СУЗ	12/3,6+1/1,6	12/3,6+1/1,6	12/3,6+1/1,6	12/3,6+1/1,6
Продолжительность кампании реактора при номинальной мощности, сут	280	308	306	306
Коэффициент использования мощности при 12-месячном цикле	0,767	0,844	0,838	0,838
Коэффициент неравномерности энерговыделения в начале кампании/максимальный				
радиальный	1,35/1,35	1,31/1,31	1,33/1,35	1,34/1,35
объемный	1,69/1,69	1,68/1,68	1,62/1,62	1,71/1,71
Средняя глубина выгорания выгружаемых кассет *), МВт.сут/кг	36,6	35,6	39,8	45,7
В том числе:				
обогащением 1,6%	8,3	8,4	8,3	8,6
обогащением 3,6%	36,9 (40,8)	35,9 (44,1)	38,0 (40,1)	31,9 (32,9)
обогащением 4,4%			44,5 (46,2)	48,8 (51,6)
Отношение среднего выгорания топлива в наиболее и наименее выгоревших кассетах:				
обогащением 3,6%	1,42	1,47	1,29	1,03
обогащением 4,4%			1,09	1,06
Среднее по периферийному ряду кассет выгорание топлива в начале кампании, МВт.сут/кг	36,4	34,1	34,8	42,7
Средняя по периферийному ряду относительная мощность кассет в начале кампании по отношению к варианту 1	0,419/0,99	0,423/1,00	0,402/0,97	0,405/0,97

*В скобках указано среднее выгорание топлива в наиболее выгоревшей кассете.

эф.сут. Изменив схему движения топлива, при условии пребывания в активной зоне рабочих кассет в течение четырех кампаний, удастся увеличить интервал между перегрузками до 280 эф.сут. При этом при каждой перегрузке во внутреннюю область активной зоны реактора вводится 78 рабочих кассет обогащением 3,6%, а наиболее сильно выгоревшие топливные сборки переставляются на периферию (табл. 2, вариант 1). Тогда эффективность использования топлива довольно высока (среднее выгорание — до 36,6 МВт.сут/кг). Однако при 12-месячной периодичности перегрузок коэффициент использования номинальной мощности реактора в этом случае будет около 0,77. Похожий режим топливоиспользования был реализован на КАЭС в четвертой кампании, когда 36 ТВС обогащением 3,6% четвертого года работы были выставлены на периферию активной зоны (см. табл. 1 и рис. 1).

За счет большего количества перегружаемых рабочих кассет обогащением 3,6% можно довести коэффициент использования мощности примерно до 0,84. При этом при каждой перегрузке в реактор вводится 90 ТВС, причем 42 из них остаются в активной зоне 4 года, а 48 — 3 года, это кассеты наиболее сильно выгоревшие за 3 года работы (см. табл. 2, вариант 2). Свежее топливо размещается во внутренней области активной зоны, а периферия заполняется кассетами, оставленными на четвертый год работы, и кассетами,

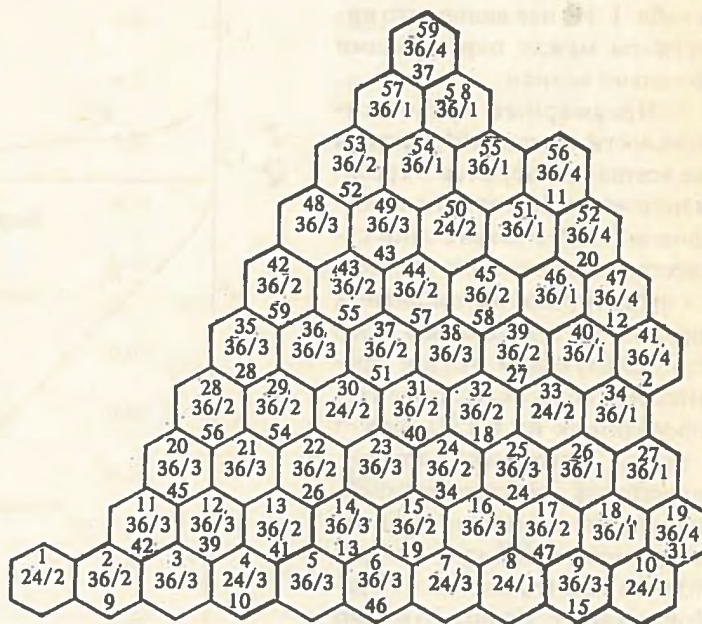


Рис. 1. Картограмма размещения топлива для четвертой кампании III блока КАЭС: верхняя цифра — номер ячейки в расчетном секторе; средняя — увеличенное в 10 раз обогащение / год работы ТВС в реакторе; нижняя цифра — вектор перегрузки (номер частично выгоревшей ТВС или признак свежей)

имеющими наихудшие размножающие свойства после 3 лет работы. В результате продолжительность кампании реактора (а следовательно, и коэффициент использования мощности) возрастает на 10%, а среднее выгорание топлива снижается менее чем на 3% по сравнению с вариантом 1. Аналогичный режим работы, но с традиционной схемой движения топлива по активной зоне отработан в ГДР на Комбинате АЭС им. Бруно Лойшнера.

Подъем обогащения до 4,4% при четырех перегрузках за кампанию топлива сулит дополнительное увеличение выгорания и одновременное удлинение интервала между перегрузками. В 1985 г. на III блоке КАЭС был начат промышленный эксперимент по переходу на 4-годовой топливный цикл с топливом подпитки обогащением 4,4%: 78 рабочих ТВС было выставлено на периферию активной зоны при формировании пятой топливной загрузки. В 1989 г. на III блоке завершён седьмой топливный цикл. Успешная реализация пятой, шестой и седьмой топливных загрузок позволила при формировании восьмой ввести в реактор еще 78 ТВС обогащением 4,4% и 12 топливных частей кассет СУЗ обогащением 3,6% и тем самым в 1990 г. завершить перевод III блока КАЭС в режим 4-годовой кампании с топливом подпитки повышенного обогащения. Состав этих топливных загрузок, а также продолжительности кампаний реактора III блока КАЭС представлены в табл. 1. Из нее видно, что интервалы между перегрузками довольно велики.

Чрезмерные продолжительности кампаний реактора не всегда согласуются с требованиями энергосистемы и графиком ППР. В связи с этим существенное внимание уделяется проектированию топливных циклов протяженностью ~300 сут. Следующим этапом промышленного эксперимента, проводимого на КАЭС, может стать внедрение схемы перегрузок, обеспечивающей продолжительность цикла выгорания ~ 306 сут, при которой в реактор вводится 78 рабочих кассет. Из них 30 имеют обогащение 4,4%, а остальные 3,6%. Все кассеты эксплуатируются в течение 4 лет. Свежее топливо ставится во внутреннюю область активной зоны, периферия же заполняется кассетами, имеющими наихуд-

шие размножающие свойства после 3 лет работы. В табл. 2 (вариант 3) представлены основные характеристики этого топливного цикла.

В плане повышения выгорания топлива интересен вариант топливного цикла, который предполагает загрузку в активную зону при каждой перегрузке 66 рабочих кассет обогащением 4,4%. Сборки (48 штук) с наилучшими размножающими свойствами из числа проработавших четыре кампании остаются в активной зоне на пятый год. Свежие кассеты размещаются во внутренней области активной зоны, а на периферию выставляются сборки, имеющие наихудшие размножающие свойства. Характеристики этого цикла представлены в табл. 2 (вариант 4).

Варианты топливных циклов, представленные в табл. 2, сформированы с соблюдением следующих условий:

— коэффициент неравномерности распределения мощности кассет K_q не должен быть выше 1,35 в любой момент кампании;

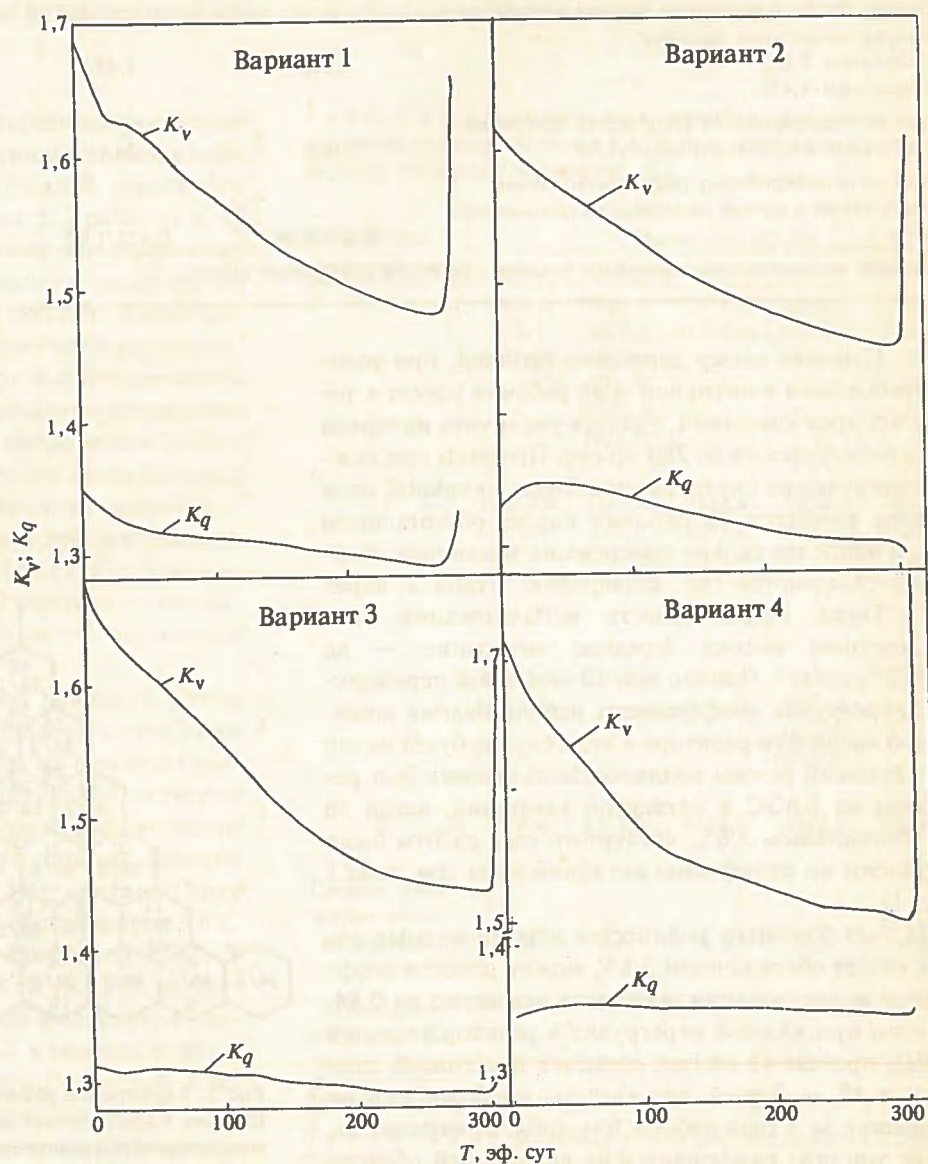


Рис. 2. Изменение коэффициентов неравномерности энергоснабжения с выгоранием T для различных вариантов топливного цикла K_v (по объему активной зоны) и K_q (по мощности сборок)

— топливные части кассет СУЗ имеют обогащение 3,6% (кроме центральной, где обогащение 1,6%);

— пребывание кассет СУЗ в активной зоне ограничено 3 годами, причем центральная кассета заменяется ежегодно;

— при перегрузках в реакторе остаются кассеты, имеющие наибольшую реактивность, из их числа кассеты с наименьшей реактивностью устанавливаются во внешнем периферийном ряду ячеек активной зоны;

— число перегружаемых сборок не изменяется от перегрузки к перегрузке;

— поглотители рабочей группы кассет СУЗ (группа IV) в период "борной" кампании остаются погруженными в активную зону на 20% ее высоты;

— активная зона должна обладать 30-градусной симметрией;

— выгоревшее топливо в реактор не возвращается.

Существенной особенностью всех четырех вариантов топливных циклов, представленных в табл. 2, является схема движения топлива, обеспечивающая

наименьшую радиальную утечку нейтронов, что положительно сказывается на использовании топлива и сроке службы корпуса реактора. Представляется, что вариант 4 топливного цикла по экономичности предпочтительнее остальных, так как позволяет достичь наибольшей глубины выгорания топлива. Однако стойкость топлива при столь высоких выгораниях и возможность задержки кассет на пятый год требуют дополнительного обоснования.

Для пространственных расчетов энерговыделения активной зоны и выгорания топлива использована программа БИПР-7 [2]. Коэффициенты реактивности рассчитаны по программе КР [3]. Подготовка коэффициентов аппроксимации для программ БИПР-7 и КР произведена по системе программ КАССЕТА — ОКА [4, 5]. Конфигурации топливных загрузок, удовлетворяющие ограничению $K_q \leq 1,35$, формировались с помощью программы STRAIN [6].

Изменение коэффициентов неравномерности

Т а б л и ц а 3. Коэффициенты реактивности стационарных топливных загрузок в начале кампании

Состояние	СВКР г/кг	$Dp/DT \times 10^4, 1/K$	$Dp/DG, 1/(г/см^3)$	$Dp/DTU \times 10^4, 1/K$	$Dp/DP \times 10^4, 1/Мвт$
Вариант 1					
$T = 473 K, P = 0,$ отравление Sm	1,70	0,25	0,02	-0,24	
$T = 533 K, P = 0,$ отравление Sm	1,68	-0,45	0,06	-0,24	
$T = 558 K, P = 0,$ отравление Sm	1,66	-1,01	0,08	-0,25	
$T = 558 K, P = 100\%,$ отравление Sm и Хе	1,05	-2,35	0,15	-0,20	-0,11
Вариант 2					
$T = 473 K, P = 0,$ отравление Sm	1,84	0,44	0,01	-0,27	
$T = 533 K, P = 0,$ отравление Sm	1,85	-0,23	0,05	-0,26	
$T = 558 K, P = 0,$ отравление Sm	1,82	-0,76	0,06	-0,27	
$T = 558 K, P = 100\%,$ отравление Sm и Хе	1,18	-2,23	0,14	-0,21	-0,11
$T = 473 K, P = 0,$ отравление Sm	1,86	0,31	0,02	-0,24	
Вариант 3					
$T = 533 K, P = 0,$ отравление Sm	1,85	-0,34	0,05	-0,24	
$T = 558 K, P = 0,$ отравление Sm	1,83	-0,88	0,07	-0,24	
$T = 558 K, P = 100\%,$ отравление Хе и Sm	1,18	-2,29	0,14	-0,20	-0,11
Вариант 4					
$T = 473 K, P = 0,$ отравление Sm	1,94	0,16	0,03	-0,24	
$T = 533 K, P = 0,$ отравление Sm	1,91	-0,58	0,07	-0,23	
$T = 558 K, P = 0,$ отравление Sm	1,88	-1,19	0,09	-0,24	
$T = 558 K, P = 100\%,$ отравление Хе и Sm	1,18	-2,54	0,15	-0,20	-0,11

П р и м е ч а н и е. СВКР — критическая концентрация поглотителя в теплоносителе; Dp/DT — коэффициент реактивности по температуре теплоносителя; Dp/DG — коэффициент реактивности по плотности теплоносителя; Dp/DTU — коэффициент реактивности по температуре топлива; Dp/DP — коэффициент реактивности по мощности; T — температура теплоносителя; P — мощность активной зоны.

энерговыведения по радиусу K_q и объему K_v активной зоны в процессе выгорания стационарных загрузок рассмотренных вариантов топливных циклов показано на рис. 2. В табл. 3 приведены значения коэффициентов реактивности предложенных топливных загрузок в начале кампании. Видно, что все они имеют отрицательный коэффициент реактивности по температуре замедлителя в диапазоне 260—285 °С.

Расчетные исследования, а также промышленные эксперименты, проведенные на КАЭС и Комбинате АЭС им. Бруно Лойшнера, создают предпосылки для широкого внедрения на реакторах ВВЭР-440 усовершенствованных топливных циклов на основе топлива обогащением 3,6 и 4,4%.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Игнатенко Е.И., Матвеев А.А., Пыткин Ю.Н. и др. Эксперимент по увеличению глубины выгорания ТВС реактора ВВЭР-440. — Атомная энергия, 1986, т. 61, вып. 4, с. 240.

2. Жолкевич Е.А., Беляева Е.Д. Описание программы БИПР-7. В кн.: Библиотека программ ВМК. — София: ИЯИ БАН.
3. Савчук Ю.И. Одногрупповой расчет коэффициентов реактивности реактора, времени жизни мгновенных нейтронов и эффективной доли запаздывающих нейтронов. Программа КР: Препринт ИАЭ-2158. — М., 1971.
4. Сидоренко В.Д. Программа КАССЕТА. — В кн.: Библиотека программ ВМК. — София: ИЯИ БАН.
5. Жолкевич Е.А. Аппроксимация зависимостей нейтронно-физических констант решеток ВВЭР от параметров состояния активной зоны. Программа ОКА: Препринт ИАЭ-3558/5. — М., 1982.
6. Симонов В.Д., Павлов В.И., Печикин В.А. и др. Метод парных перестановок ТВС и его применение для оптимизации энергораспределения ВВЭР. — Атомная энергия, 1986, т. 61, вып. 3, с. 166.

Статья поступила в редакцию
2 ноября 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 52—56.

УДК 621.039

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВНУТРЕННЕГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА ВВЭР-440

В.Н. Проселков, К.В. Симонов

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, 123182, Москва

Ю.Н. Пыткин, В.И. Лобов, М.В. Панин
Кольская АЭС

Показана возможность внедрения схемы движения топлива с пониженной утечкой нейтронов, повторного использования топлива, применения топливных загрузок повышенной энергоемкости, форсирования мощности в промышленных условиях эксплуатации реактора ВВЭР-440. Доказана применимость традиционных программ нейтронно-физического расчета для обседа нестандартных топливных загрузок и непроектных режимов эксплуатации.

SOME ASPECTS OF VVER-440 FUEL CYCLE EFFICIENCY INCREASING. V.N. PROSIOLKOV, K.V. SIMONOV, YU.N. PYTKIN, V.I. LOBOV, M.V. PANIN. The ability of low leakage in-core fuel management schemes implementation, fuel bundles secondary utility, cycle extension fuel reload batch size application and power uprating in commercial conditions of VVER-440 operation are demonstrated. The accuracy of the traditional three-dimensional physical calculational computer methods for advanced fuel management and extraordinary operational regimes is proved.

ВВЕДЕНИЕ

Один из путей уменьшения стоимости производства электроэнергии на АЭС — повышение эффективности внутреннего топливного цикла с целью сокращения расхода урана за счет снижения непроизводительных потерь нейтронов и повышения эксплуатационного ресурса топлива. Соответствующие мероприятия для реакторов ВВЭР-440 главным образом ориентированы на повышение обогащения топлива подпитки при уменьшении доли перегружаемого топлива и увеличение глубины выгорания, а также на внедрение

экономичных схем движения топлива в активной зоне. Определенная роль может отводиться увеличению интервалов между перегрузками, повторному использованию топлива и форсированию мощности. Технические решения в обоснование реализации этих мероприятий базируются на рассмотрении широкого круга вопросов. Некоторые из них могут быть решены на основе нейтронно-физических расчетов и опыта эксплуатации Кольской АЭС (КАЭС).

Перед началом эксплуатации энергоблоков КАЭС на номинальном уровне мощности в целях подтверждения применяемых расчетных методик и обоснования

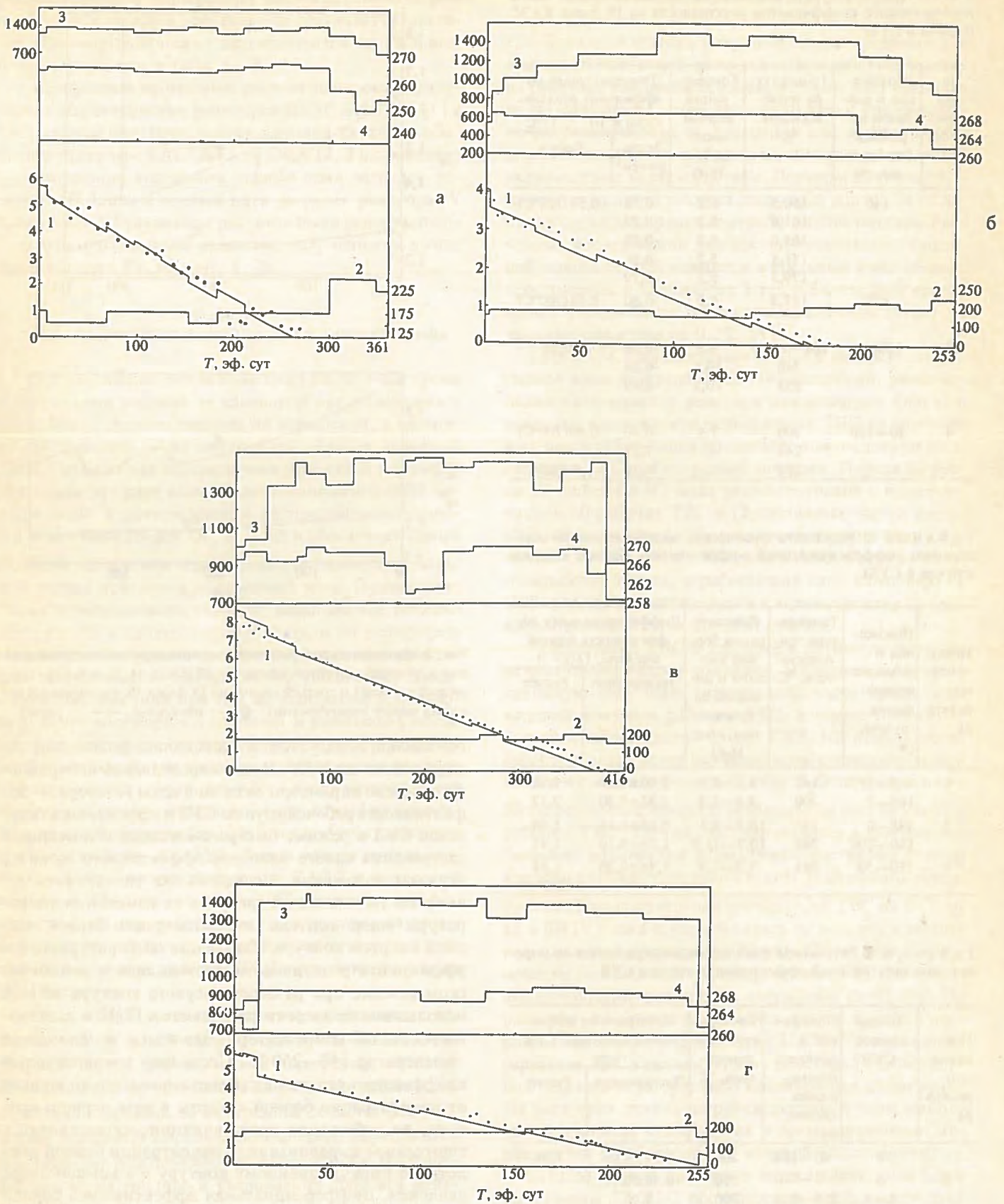


Рис. 1. Изменение концентрации борной кислоты в теплоносителе г/кг, (1) (• — измерение, — расчет); положения шестой группы АРК см, (2); тепловой мощности реактора МВт, (3); температура теплоносителя на входе в активную зону (4) °С, в течение кампании: а — III блок, четвертая кампания (схема загрузки с низкой утечкой); б — IV блок, первая кампания (повторное использование топлива); в — IV блок, третья кампания (увеличенный интервал между перегрузками); г — IV блок, четвертая кампания

Т а б л и ц а 1. Результаты физэкспериментов по определению температурного коэффициента реактивности на IV блоке КАЭС (группа 6 СУЗ)

Номер кампании	Положение и диапазон перемещения группы, см	Температура теплоносителя, °C	Концентрация борной кислоты, г/кг H ₂ O	Температурный коэффициент реактивности $\times 10^{-4}$, 1/°C	
				Эксперимент	Расчет
1	140	150,5	5,2	-0,56	-0,51 (150°C)
		161,0	5,2	-0,57	
		165,0	5,2	-0,58	
		171,5	5,2	-0,68	
		179,5	5,2	-0,70	
3	165	187,5	5,2	-0,80	-0,58 (200°C)
3	150—0	208—217,5	9,5	-0,06	-0,22
		240	10,5	-0,38	
		255	10,5	-0,49	
4	50—150	200	7,9	-0,40	-0,60 (200°C)
		244		-1,37	
		260		-1,79	
				-1,9 (260°C)	

Т а б л и ц а 2. Результаты физических экспериментов по определению дифференциальной эффективности борной кислоты (группа 6 СУЗ)

Номер кампании реактора	Положение и диапазон перемещения группы, см	Температура теплоносителя, °C	Концентрация борной кислоты и диапазон ее изменения, г/кг H ₂ O	Дифференциальная эффективность борной кислоты, 1/(кг·г)	
				Эксперимент	Расчет
1	5—177	142	5,7—5,9	2,10±0,50	2,18
	164—0	200	5,6—5,2	2,32±0,30	2,12
3	145—0	196	10,5—9,5	1,64±0,18	1,66
	160—200	260	10,7—11,0	1,50±0,10	1,47
4	150—50	261	7,2—7,9	1,74±0,20	1,58 (285°C)

Т а б л и ц а 3. Результаты физических экспериментов по определению интегральной эффективности группы СУЗ

Номер кампании реактора	Номер группы СУЗ	Положение и диапазон перемещения группы, см	Температура теплоносителя, °C	Интегральная эффективность группы СУЗ, %	
				Эксперимент	Расчет
1	6	40—184	200	1,06±0,06	1,01
3	6	0—150	196	0,98±0,10	
	1—6	250—0	200	9,95	
	1—6	250—0	260	10,4	
4	1—6	250—0	261	10,6	

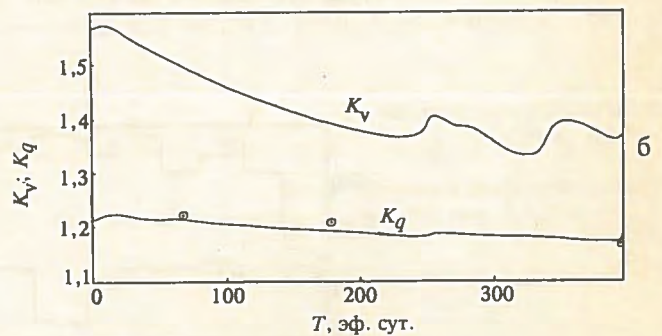
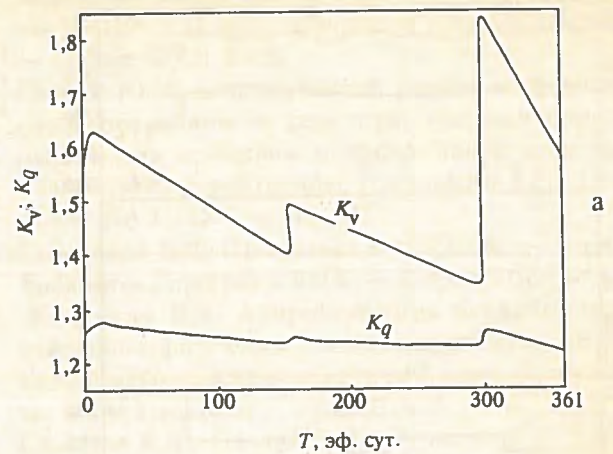


Рис. 2. Изменение коэффициентов неравномерности энерговыделения в течение четвертой кампании III блока (а, схема загрузки с низкой утечкой) и третьей кампании IV блока (б, увеличенный интервал между перегрузками): \odot — измерение, — — расчет

безопасной эксплуатации проводились физические эксперименты на МКУ. В них определялись нейтронно-физические параметры активной зоны реактора — эффективность рабочей группы СУЗ и эффективность органов СУЗ в режиме быстрого останова и имитацией застревания одного наиболее эффективного органа в верхнем положении. Исследовались зависимости реактивности топливной загрузки от изменения температуры теплоносителя и концентрации борной кислоты в первом контуре. Измерения температурного коэффициента реактивности проводились в динамическом режиме при разогреве первого контура за счет использования энергии работающих ГЦН и электронагревателей компенсатора давления в диапазоне температур 140—260 °C. Поскольку температурный коэффициент реактивности достаточно сильно зависит от концентрации борной кислоты в воде первого контура, во избежание этого влияния осуществлялось тщательное выравнивание концентрации борной кислоты по циркуляционному контуру и в компенсаторе давления. Дифференциальная эффективность борной кислоты практически не зависит от содержания бора в теплоносителе, слабо зависит от положения органов СУЗ реактора и значительно меняется при изменении температуры. Поэтому дифференциальная эффективность борной кислоты определялась в достаточно ши-

роком диапазоне температур с многократным отбором проб и последующим усреднением результатов анализов. Данные физических экспериментов на IV блоке КАЭС приведены в табл. 1—3.

С помощью программы расчета нейтронно-физических характеристик реакторов ВВЭР БИПР-7 [1] с библиотекой констант, подготовленной на основе комплекса программ КАССЕТА — ОКА [2, 3], проведено моделирование выгорания первых семи загрузок реактора III блока и первых пяти загрузок реактора IV блока КАЭС. Результаты расчетов были сопоставлены с экспериментальными данными, полученными в ходе эксплуатации КАЭС (рис. 1, 2).

СХЕМЫ ВНУТРИРЕАКТОРНОГО ДВИЖЕНИЯ ТОПЛИВА

Традиционный топливный цикл ВВЭР-440 с тремя перегрузками топлива за кампанию предусматривает размещение свежего топлива на периферии, а частично выгоревшего — во внутренней области активной зоны. Такая схема перемещения топлива (от периферии к центру) дает возможность минимизировать коэффициент неравномерности распределения мощности топливных сборок ($K_q \leq 1,22$) и обеспечить самый большой теплотехнический запас, но приводит к большой утечке нейтронов из активной зоны. Применение схемы с уменьшенной утечкой, когда свежее топливо загружается в центральную область, а на периферию активной зоны устанавливается сильно выгоревшее, позволяет повысить выгорание без увеличения обогащения топлива (или при том же выгорании использовать менее обогащенное топливо) и уменьшить поток быстрых нейтронов на корпус реактора. Экономический выигрыш от улучшения использования топлива при переходе на новую схему (от центра к периферии) наиболее ощутим в первую после перестройки топливного цикла кампанию (до 10%), но остается заметным и в последующих (2—3%). Такой режим топливоиспользования был реализован на КАЭС в четвертой кампании III блока, когда 36 ТВС обогащением 3,6% на четвертый год работы были выставлены на периферию активной зоны. По окончании четвертого года облучения среднее для этих ТВС выгорание составило 38 МВт.сут/кг.

Дальнейшее уменьшение утечки нейтронов с использованием новой схемы перегрузок может быть получено путем формирования периферии активной зоны целиком из топливныхборок, проработавших несколько кампаний во внутренней области. Это несколько усложняет выравнивание энергораспределения реактора, но обеспечивает дополнительное сокращение затрат на топливо и уменьшение флюенса нейтронов на корпус реактора по сравнению с традиционной схемой, что весьма существенно для сохранения способности корпуса противостоять тепловому удару под давлением.

ПОВТОРНОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОПЛИВА

Довольно обычна ситуация, когда требования к очередной топливной загрузке вынуждают выгружать из реактора топливные сборки, которые еще могли бы эксплуатироваться при несколько иных требованиях по энерговыработке за кампанию или в сочетании с другими топливными сборками, имеющими иные реактивные характеристики. Повторное использование выгруженного топлива сокращает издержки на закупку свежего и хранение отработанного топлива. Расчетные исследования для последовательности кампаний показали, что возврат в топливный циклборок, простоявших в хранилище 1 год и более, дает сокращение усредненных по десяти кампаниям затрат на топливо примерно на 0,2% [4].

На КАЭС был опробован режим комплектации активной зоны реактора ВВЭР-440 кассетами, ранее использовавшимися в реакторе аналогичного блока, и показана возможность использовать ТВС из бассейна выдержки дубль-блока при выборе номенклатуры и количества ТВС для очередной загрузки. Первая загрузка IV блока КАЭС была укомплектована с использованием 60 рабочих ТВС и 12 топливных частей кассет СУЗ обогащением 1,6%, уже отработавших одну кампанию (384 эф.сут) на III блоке КАЭС. Средняя энерговыработка кассет, отработавших одну кампанию на III блоке, на момент загрузки в активную зону IV блока составляла $12,4 \pm 0,4$ МВт.сут/кг.

Подготовка ТВС к загрузке в активную зону реактора проводилась в три этапа. На первом в “сухую” активную зону была установлена часть прошедших входной контроль рабочих ТВС, а также топливных частей и поглотителей кассет СУЗ. На втором этапе был произведен залив активной зоны раствором борной кислоты с концентрацией 12 г/кг H_2O до уровня ниже 50 см от головок кассет и установлены еще 69 свежих рабочих ТВС. Третий этап заключался в заполнении бассейна перегрузки и выдержки раствором борной кислоты с концентрацией 12 г/кг H_2O до номинального уровня. Транспортировка выгоревших ТВС из III блока в БВ IV блока осуществлялась по воздуху в защитном цилиндре примерно за 20 мин. Перед этим в обоснование межблочной транспортировки ТВС были проанализированы различные аварийные ситуации. По расчетам, температура оболочек твэлов в любых аварийных ситуациях не превысит 325 °С. Установка выгоревших ТВС в активную зону реактора IV блока осуществлялась перегрузочной машиной под слоем воды. На всех трех этапах загрузки активной зоны выполнялся комплекс технических и организационных мероприятий по обеспечению ядерной безопасности.

После первой кампании из активной зоны были выгружены 72 ТВС обогащением 1,6%, достигшие средней глубины выгорания 18,5 МВт.сут/кг, и 30 ТВС обогащением 1,6%, достигшие средней энерговыработки примерно 9,5 МВт.сут/кг. Реальная продолжительность эксплуатации первой загрузки составила 253 эф.сут. В целом первая кампания признана эко-

номически выгодной. Так, по сравнению с проектом, стоимость загрузки уменьшена на 19,8%. При этом переменная часть топливной составляющей себестоимости электроэнергии с учетом выгружаемого топлива осталась на уровне проектного значения.

Опыт использования топлива из хранилища, накопленный при комплектации и эксплуатации первой загрузки, был дополнен при формировании четвертой загрузки IV блока, когда в топливный цикл были возвращены 12 ТВС обогащением 2,4%, уже отработавших первую (253 эф.сут) и вторую (148 эф.сут) кампании в активной зоне IV блока. Длительность выгорания четвертой загрузки IV блока составила 255 эф.сут. Глубина выгорания повторно использовавшихся ТВС 23,6 МВт.сут/кг.

Опыт проведения физического пуска реактора, содержащего в активной зоне ранее выгруженное топливо, подтвердил правильность концепций, заложенных в обоснование безопасности при работах с отработавшим ядерным топливом на подготовительном и всех последующих этапах физического пуска. Получены экспериментальные нейтронно-физические характеристики первой загрузки активной зоны реактора с уменьшенной по сравнению с проектом энергоемкостью, и подтверждено соответствие экспериментальных значений расчетным.

УВЕЛИЧЕНИЕ ИНТЕРВАЛА МЕЖДУ ПЕРЕГРУЗКАМИ

Увеличивая интервал между остановами энергоблоков для перегрузки топлива, можно улучшить экономические показатели АЭС. Удлиненный по сравнению с проектом цикл эксплуатации реактора дает следующие преимущества:

- повышение КИМ;
- снижение затрат на замещающую мощность при останове энергоблока на перегрузку;
- уменьшение термокачек основного оборудования, связанных с разогревом и расхолаживанием;
- сокращение объема работ при разборке-сборке оборудования;
- снижение издержек на работы по обоснованию очередных топливных загрузок.

В третьей кампании IV блока КАЭС на практике была опробована эксплуатация топливной загрузки повышенной энергоемкости (420 эф.сут). К особенностям скомпонованной активной зоны следует отнести впервые использованный способ формирования топливной загрузки, при котором максимальную по активной зоне мощность имели свежие рабочие ТВС, установленные в ячейках, граничащих с периферийными кассетами, т.е. во втором от края активной зоны ряду. При такой компоновке в течение первых 15—30 эф.сут работы энергоблока неравномерность распределения энерговыделения резко снижается.

Результаты физических экспериментов по определению основных физических параметров третьей топливной загрузки реактора IV блока на МКУ соответствовали критериям успешности испытаний. Ана-

лиз результатов расчетно-экспериментальных исследований показал, что физические параметры и характеристики активной зоны реактора IV блока КАЭС в третьем цикле имеют отличия от проектных и требуется частичная корректировка регламента работы реактора в начальный период работы:

- в первые 60 эф.сут стояночная концентрация борной кислоты должна быть не менее 13 г/кг;
- вывод реактора на МКУ после срабатывания аварийной защиты и остановок должен производиться при 245 °С и пусковом положении АРК группы VI 50 см;
- в баках и гидроемкостях САОЗ должна быть создана и поддерживаться концентрация борной кислоты не менее 13 г/кг.

ФОРСИРОВАНИЕ МОЩНОСТИ

В последние годы форсирование мощности АЭС начинает применяться как потенциально эффективный в экономическом отношении способ увеличения отпуска электроэнергии. Форсирование мощности становится возможным по следующим причинам:

- в проектах реакторных установок заложены резервы по мощности в связи с консерватизмом расчетных моделей;
- предельно допустимые значения параметров АЭС (установки), используемые в системах регулирования и защиты, выбраны с запасом;
- за последние годы уточнены методы нейтронно-физического и теплогидравлического расчетов реактора;
- разработаны и внедрены средства и методы внутриреакторного контроля и диагностики активной зоны и оборудования в режиме реального времени;
- усовершенствованы модели расчета твэлов.

При оценке возможности, экономической целесообразности и безопасности эксплуатации энергоблоков с ВВЭР на уровне мощности выше проектного существенное внимание уделяется дополнительным анализам проектов, специальным вопросам безопасности и результатам промышленных экспериментов на действующих блоках. На сегодняшний день накоплен определенный положительный опыт длительной эксплуатации блоков АЭС с ВВЭР в условиях, при которых твэлы работают с большей нагрузкой, чем в проектных загрузках на номинальных параметрах. На повышенной мощности работали реакторы I и II энергоблоков КАЭС. Начиная с четвертой топливной загрузки (1985 г.) мощность II блока Ровенской АЭС во втором, третьем и четвертом топливных циклах поддерживалась на уровне 107% от номинала в течение 80, 110 и 60 эф.сут соответственно.

При форсировании все теплофизические параметры, за исключением средней величины подогрева по высоте активной зоны, расхода пара и питательной воды, не превышали регламентированных для номинальной мощности. В частности, выполнялся один из основных принципов перевода энергоблоков в режим эк-

сплуатации на повышенной относительно номинальной мощности — сохранение проектных пределов энергонапряженности ТВС и твэлов. На уровне мощности 107% от номинальной это условие может обеспечиваться при выполнении следующих ограничений:

$$K_q^{\max} \leq 1,26, \quad (1)$$

$$K_q^{(i)} \cdot K_k^{(i)} \leq 1,45 \quad (i = 1, \dots, 349), \quad (2)$$

где K_q^{\max} — относительная мощность максимально энергонапряженной ТВС (коэффициент неравномерности радиального распределения мощности ТВС); $K_q^{(i)}$ — относительная мощность i -й ТВС; $K_k^{(i)}$ — коэффициент неравномерности потвального энерговыделения внутри i -й ТВС.

По ходу кампании происходит самовыравнивание поля энерговыделения в активной зоне за счет более быстрого выгорания наиболее энергонапряженного топлива. Причем в большей степени этот эффект проявляется в величине коэффициента неравномерности по высоте активной зоны, входящего составной частью в коэффициент неравномерности объемного распределения мощности. За первые 20—30 эф. сут. работы происходит быстрое снижение коэффициента неравномерности объемного распределения мощности, в то время как коэффициент неравномерности радиального распределения мощности ТВС изменяется в меньшей степени.

При формировании мощности IV энергоблока КАЭС твэлы работали в более напряженных условиях, чем обычно. Однако это не привело к заметному ухудшению герметичности оболочек. Так, в процессе эксплуатации четвертой топливной загрузки суммарная удельная осколочная активность в теплоносителе возросла с $6,5 \cdot 10^{-5}$ до $2,0 \cdot 10^{-4}$ Ки/л. Причем основной вклад (до 60%) дают изотопы йода. Суммарная осколочная активность газообразных продуктов деления в теплоносителе через 2 ч после отбора пробы примерно на 2 порядка ниже уровня, соответствующего первому проектному пределу повреждения твэлов для нормальных условий эксплуатации. Число негерметичных твэлов с дефектами типа газовой неплотности, определенное по соотношению удельной осколочной активности теплоносителя первого контура, не превышает трех в начале четвертой кампании и к концу кампании доходит до четырех-пяти.

Радиационная обстановка (мощность дозы) на АЭС и выбросы активности в окружающую среду, зависящие от количества негерметичных твэлов, уровня мощности и режима работы, оставались в пределах нормы. Более того, величина среднесуточных выбросов инертных радиоактивных газов составила 15% от допустимой, выбросы радиоактивного йода и аэрозолей — порядка 1% от допустимых. Результаты измерений радиационной обстановки в радиусе 45 км вокруг КАЭС показали, что при работе IV блока на повышенной мощности загрязнение окружающей среды не превышало фоновых значений.

Отсутствие аварийных отказов и повышения вибраций основного оборудования (турбогенераторы, главные циркуляционные и питательные насосы) подтверждает его способность работать в более напряженных условиях, обусловленных форсированием мощности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксплуатация реакторов КАЭС позволила выявить резервы как по экономии топлива, так и по форсированию мощности и показала возможность создания топливных загрузок различной энергоемкости, отличающихся от проектной в широком диапазоне, при сохранении проектных пределов безопасной эксплуатации. Сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными эксплуатации III и IV блоков КАЭС позволяет заключить, что комплекс программ КАССЕТА—ОКА—БИПР-7 обеспечивает удовлетворительное согласие с измерениями изменения концентрации бора в теплоносителе в течение кампании, длительности работы отдельных загрузок, а также распределения энерговыделения. Полученные данные обладают достаточной точностью и представительностью, для того чтобы быть использованными при проектировании перспективных топливных циклов. Расчетные исследования, а также промышленные эксперименты, проведенные на КАЭС, позволяют совершенствовать методы нейтронно-физического расчета водо-водяных реакторов и создают предпосылки для широкого внедрения на реакторах ВВЭР-440 усовершенствованных топливных циклов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Жолкевич Е.А., Беляева Е.Д. Описание программы БИПР-7. — В кн: Библиотека программ ВМК. — София: ИЯИ БАН.
2. Сидоренко В.Д., Пшенин В.В. Инженерные методы и программы подготовки малогрупповых констант для расчетов активных зон с легководным замедлителем. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 4, с. 4—9.
3. Жолкевич Е.А. Аппроксимация зависимостей нейтронно-физических констант решеток ВВЭР от параметров состояния активной зоны. Программа ОКА: Препринт ИАЭ-1558/5. — М., 1982.
4. Andrews M.G., Matzie R.A., Shapiro N.L. Cutting PWR Costs with Advanced In-Core Fuel Management Techniques. — Nucl. Eng. Int., 1985, № 366, p. 34—39.

Статья поступила в редакцию
14 марта 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 56—61.

МОДЕЛЬНО-ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ПРОГНОЗНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ: ГЕНЕРАТОР ЛИНЕЙНЫХ МОДЕЛЕЙ

Ю.П. Елагин

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, 123182, Москва.

Предложен генератор линейных моделей, предназначенных для описания динамики развития систем энергетических объектов. Особое внимание уделяется учету тех особенностей ядерно-энергетических систем, которые связаны, в частности, с возможностью быстрых процессов в ядерном топливном цикле.

SOFTWARE IN THE FIELD OF FORECASTING NUCLEAR ENERGY DEVELOPMENT: A LINEAR MODEL'S GENERATOR. Yu.P. ELAGIN
A linear model's generator is suggested, models being made for the purpose of the description of altering power station systems. Particular attention is paid to the possibility of quick changes in the nuclear system state connected with the nuclear fuel cycle.

В настоящее время АЭС и другие объекты, связанные с атомной энергией, подвергаются критике со стороны общественности, опасющейся аварий и утечки радиоактивных материалов в окружающую среду. Тем не менее исследования общественного мнения показывают, что в ряде стран Запада пик отрицания атомной энергетики уже пройден. Она остается одним из наиболее перспективных источников обеспечения народного хозяйства электроэнергией.

Принятие научно обоснованных решений в области энергетической политики должно опираться на прогнозы:

- динамики потребностей в энергии разного вида (региональный и интегральный);
- экономических, экологических и других последствий при том или ином варианте решения;
- НТП (развитие и внедрение новых технологий);
- социальной приемлемости.

Методической базой для составления этих прогнозов является системный анализ, широкое применение математических моделей различных систем и подсистем энергетики, исследование их связей между собой, связей между ними и другими отраслями экономики, а также внешнеэкономических аспектов. В этом направлении работает, главным образом над общеэнергетическими проблемами, целый ряд коллективов в республиках СССР, а также ряд национальных групп в странах Восточной Европы.

Важно, чтобы проблемы, связанные с атомной энергетикой, находили адекватное отражение в общеэнергетических системных исследованиях. К сожалению, дело обстоит так не всегда. Отчасти это происходит из-за недостаточного понимания специфики атомной энергетики, отчасти из-за неполноты информации.

С точки зрения разумного использования сил и средств, более полного взаимопонимания между отдельными республиками и странами, целесообразно пользоваться если не унифицированными, то уж по крайней мере в достаточной степени совместимыми методиками и программными средствами в области системного анализа и прогнозных исследований по энер-

гетике. Поэтому весьма желательна разумная координация усилий различных групп исследователей, разработчиков моделей и программистов. Координация эта совсем не обязательно должна проводиться в рамках какого-то организационного центра. Вполне естественный способ — двусторонний или многосторонний обмен информацией, готовой научной и программной продукцией. Возможны как параллельные разработки на совместимой технической базе, так и разделение труда между различными группами.

Среди актуальных проблем, требующих исследования, можно отметить, в частности:

- критерии социальной приемлемости атомной энергетики;
- учет экологических последствий развития атомной энергетики и сравнение ее в этом отношении с конкурирующими способами производства энергии;
- промышленная безопасность с учетом объектов атомной энергетики.

Что касается технической базы для систем поддержки решений, то стремительное совершенствование персональных компьютеров и рабочих мест специалистов на их основе обусловило буквально переворот в наших представлениях по этому вопросу. Еще несколько лет назад для прогнозирования использовались в основном оптимизационные модели энергетической системы с сильной агрегацией составляющих ее объектов, их характеристик и параметров. Под каждую модель или даже просто модификацию существующей создавалась отдельная вычислительная программа для расчетов на ЭВМ. Одна и та же в сущности информация для ввода в программы разных авторов должна была быть представлена различным образом. Все это сильно осложняло обмен информацией и программными средствами, затрудняло сопоставление результатов расчетов.

Сейчас мощное и разнообразное программное обеспечение, развитые средства графического отображения информации, диалоговые средства общения с пользователем, удобные механизмы формирования собственных баз данных делают персональные компьютеры соответствующего уровня (PC/AT, например) естественной технической базой для разработки про-

граммно-методического обеспечения системных исследований и прогнозирования.

Многообещающим направлением представляется создание баз знаний, аккумулирование накапливаемого пользователем опыта при решении задач системного анализа.

В Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова ведутся работы по прогнозному сопровождению развития атомной энергетики. Одной из важных частей программно-вычислительного комплекса является генератор линейных моделей. Модели могут описывать атомную энергетику как целое, отдельные ее подсистемы, а также связи атомной энергетики со смежными отраслями и другими системами производства энергии. Динамическая задача сводится к статистической с помощью процедуры разбиения исследуемого промежутка времени на ряд более мелких интервалов, замены дифференциальных соотношений алгебраическими, взятыми для характерной точки каждого такого интервала разбиения (либо средних по интервалу).

Создание генератора моделей облегчается тем обстоятельством, что все линейные модели энергетики, атомной и неатомной, имеют общие черты. Балансные соотношения, выражающие ограничения или условия, которые наложены на рассматриваемую энергетическую систему, строятся по типу связи "технология — ресурс". Набор связей определяет матрицу модели. Состояние (или структура) рассматриваемой системы описывается вектором состояний. Компоненты этого вектора являются столбцами матрицы и задают набор допустимых технологий, а каждая строка матрицы определяет баланс расхода различными технологиями некоторого данного ресурса. Термин "технология" применяется для обозначения целенаправленной деятельности. Мерой количественного измерения этой деятельности является интенсивность применения технологии.

Функция $R_{ij}(\tau)$ определяет расход ресурса i технологией j при единичной ее интенсивности. Эти функции относятся к входным данным модели. Время τ отсчитывается от некоторого заданного момента (старта технологии) в последовательности мероприятий или событий, характеризующих применение данной технологии. Моментом старта может быть, например, начало строительства станции или, альтернативно, физический или энергетический пуск реактора. Или, если исследователю удобнее так считать, стартом технологии может быть момент принятия решения о строительстве. Задав момент старта, можно осуществить привязку функции к реальному времени t .

В динамической дискретизированной задаче старты должны быть так или иначе соотнесены с границами интервалов разбиения, так как лишь эти границы являются выделенными точками времени в шкале t . Здесь можно принять разные предложения. Например, старт технологии j интенсивностью x_j в интервале разбиения k_0 размером ΔT_{k_0} можно условиться размещать в некоторой определенной точке интервала k_0 , скажем,

в его середине. Или можно считать, что технология вводится равномерно по интервалу. В общем случае задается закон $\rho_j(t_0)$ ввода технологии j на интервале ввода. Это означает, что момент старта "размазывается" по стартовому интервалу с плотностью ρ_j , причем

$$\int_{\Delta T_{k_0}} \rho_j(t_0) dt_0 = 1.$$

Тогда в любом интервале разбиения k интенсивность расхода ресурса i технологией j определяется формулой

$$S_{ijk} = \int_{\Delta T_{k_0}} \int_{\Delta T_k} \rho_j(t_0) R_{ij}(t - t_0) dt dt_0$$

В некоторых случаях, например при подсчете дисконтированных затрат, может потребоваться введение под интеграл весовой функции $g(t)$:

$$S_{ijk} = \int_{\Delta T_{k_0}} \int_{\Delta T_k} g(t) \rho_j(t_0) R_{ij}(t - t_0) dt dt_0.$$

Как правило, в матрицах линейных моделей энергетики можно выделить совокупность уравнений, относящихся к одному и тому же ресурсу и различающихся лишь значением индекса разбиения (дискретизации). Дискретизация может происходить либо по времени, когда непрерывное время, как уже упоминалось, делится на некоторое количество отрезков, либо по другому параметру. Например, непрерывная кривая вида "запасы урана в функции от стоимости добычи" может быть заменена дискретным набором. Такую совокупность строк, различающихся лишь значением индекса дискретизации, удобно называть макрострокой. Аналогично, компоненты вектора состояния, различающиеся лишь индексом дискретизации, образуют макростолбец. Например, макростолбец образуют технологии "введенная на АЭС данного типа мощность", различающиеся лишь датой ввода.

Используя понятия макростолбца и макростроки, можно в компактном виде задавать состав различных моделей.

При разработке генератора моделей особое внимание уделено специфике задачи динамического моделирования ядерной энергетики. Она связана в первую очередь с быстрыми процессами в ядерном топливном цикле (и в особенности в замкнутом). Существенные изменения состояния системы возможны за короткие промежутки времени ($\ll 1$ года). Применение столь же малого шага по времени в оптимизационной задаче ведет к матрицам большого размера, что затрудняет решение. Поэтому, как правило, в динамических оптимизационных моделях используют шаг по времени относительно большого размера, а ущерб в точности, возникающий при этом, стараются по возможности уменьшить, аккуратно, без дополнительного огрубления, проводя усреднение по интервалам дискретизации. В результате матрица задачи содержит коэффициенты S_{ijk} , т.е. двойные интегралы, численное определение которых занимает много времени. Ясно, что удобно использовать функции $\rho(t)$ и

$R(t)$ вида, который допускает аналитическое интегрирование.

Другим сложным моментом в разработке генератора моделей являются комплексные, или составные, технологии. Необходимость введения такого понятия, как комплексная технология, также во многом связана с особенностями топливоиспользования в ЯЭ. В одном и том же легководном реакторе (ЛВР) без существенных его изменений можно использовать и обогащенный уран, и плутоний, а также комбинированное топливо на их основе. Подобная гибкость топливных схем характерна и для других типов реактора. Целесообразность перехода для реакторов определенной категории в какой-то момент времени на новый вид топлива определяется из условия оптимизации стратегии развития ЯЭ с помощью соответствующих оптимизационных моделей. С точки зрения схемы "технология — ресурс" это означает, что комплексная технология слева и справа от точки переключения t_n , где происходит смена вида топлива, расходует разные ресурсы.

Сходная ситуация возникает и при смене режима ЯЭУ, например при переходе из базы в полупик. В этом случае точка переключения разделяет расход (понимаемый в алгебраическом смысле, т.е. на самом деле выработку) ресурса "электроэнергия в базе" и расход ресурса "электроэнергия в полупике".

Поскольку число родственных комплексных технологий, различающихся лишь моментом переключения, может быть велико, весьма полезно уметь строить функции расхода ресурсов таких технологий из функций расхода $R_{ij}(\tau)$ "простых" (первичных) технологий, т.е. не содержащих переходов, которые бы вели к смене ресурса. При этом следует еще иметь в виду возможность продленного влияния периода до переключения на период после переключения. Например, в замкнутом топливном цикле возвращение рециклированного топлива в реактор происходит с задержкой, которая может достигать нескольких лет.

Согласно предлагаемому методу функция расхода $R_{ij}(\tau)$ представляется в виде суперпозиции элементов, каждый из которых описывается числами $\Delta\tau$, d , Q и представляет собой либо равномерный расход величиной Q в единицу времени (он начинается в момент времени $\Delta\tau$, отсчитывая от старта технологии и кон-

чается в точке $\Delta\tau + d$; заменяя любую плавную расходную функцию соответствующей гистограммой, мы получим набор таких "кирпичей"), либо единовременный ($d = 0$) расход величиной Q в момент $\Delta\tau$.

Такое представление функций расхода ресурсов первичными технологиями позволяет унифицировать основной объем информации на входе в генератор.

На массиве данных "первичные технологии, расходы ресурсов" определены операции:

- масштабирование расхода ресурса i для технологии j ;
- агрегирование ресурсов i_1 и i_2 для технологии j ;
- агрегирование первичных технологий j_1 и j_2 .

Составная технология представляется, в свою очередь, как набор "кусков" первичных технологий (плюс, возможно, куски нулевой технологии, не расходующей ресурсов). Каждый из кусков описывается числами τ_0 , l , n , где τ_0 — момент начала куска, l — его длина (на оси времени, отсчитываемого от стартового момента данной первичной технологии), n — порядковый номер технологии в списке рассматриваемых первичных технологий.

При генерации какой-либо конкретной модели указывается рассматриваемый набор первичных технологий. Затем либо перечисляются варианты составных технологий на основе указанных первичных (для задания варианта достаточно последовательно описать составляющие его куски), либо задается правило, по которому строятся составные технологии.

Относительно вида функции $\rho_j(t_0)$ предполагается, что старт происходит либо равномерно по интервалу ввода, либо импульсно в заданной точке этого интервала.

При выше указанных предположениях удалось построить довольно компактный генератор матрицы модели.

Статья поступила в редакцию
11 мая 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 62—64.

ВЫГОДНА ЛИ НАРОДНОМУ ХОЗЯЙСТВУ САМООКУПАЕМОСТЬ ПРЕДПРИЯТИЙ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА?

Я.В. Шевелев.

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, 123182, Москва

А.В. Клименко.

Центральный институт повышения квалификации Минатомэнергопрома, 125413, Москва

Предприятия ядерного топливного цикла (ЯТЦ) не должны самокупаться в оптимальном плане развития народного хозяйства. Их убытки перекрываются сверхприбылями энергопотребителей. Оценен народнохозяйственный ущерб от принудительной постановки предприятий ЯТЦ на самоокупаемость.

IS SELF—REPAYMENT OF THE NUCLEAR FUEL CYCLE PLANTS PROFITABLE FOR THE NATIONAL ECONOMY? YA.V. SHEVELEV, A.V. KLIMENKO. The nuclear fuel cycle NFC plants should not be repaying in the optimal plan of nuclear economy development. Their losses are overlapped by superprofits of energy consumers. The loss in the national economy resulting from compulsory conversion of the NFC plants to self-repayment have been estimated.

ВВЕДЕНИЕ

Практикуемые затратные методы в управлении народным хозяйством не приводят к оптимальному его развитию и порождают несбалансированность [1]. Ведущая в стране социально-хозяйственная перестройка реализует идею, консолидировавшую большинство советских экономистов: нужен хозяйственный расчет, при котором субъектом хозяйственного интереса является трудовой коллектив. Эта идея воплощена в принятых законах о трудовом коллективе и о социалистическом предприятии. Авторы данной статьи считают идею ошибочной и в условиях гласности не вправе скрывать своих взглядов от научной общественности. Ошибка состоит в неудачном выборе средства, призванного разбудить в рабочем чувство хозяина. Это средство — участие рабочих в прибыли предприятия. Чувство хозяина у рабочего можно воспитать иным путем: сделав директора предприятия полновластным рачительным хозяином. Для этого нужно создать условия, заставляющие директора беречь копейку. Такие условия может создать хозяйственный расчет, ориентированный не на трудовой коллектив, а на одно лицо — директора, получающего зарплату за экономический эффект и являющегося поэтому субъектом хозяйственного интереса. Коренная разница между упомянутыми видами хозяйственного расчета состоит в том, что при первом экономический эффект или его значительная часть достается трудовому коллективу (в виде зарплаты, премии, социальных благ), а при втором — всему народу (прибавка к зарплате директора составляет ничтожную долю эффекта).

Первый вид хозрасчета низводит общенародную собственность до уровня кооперативно-колхозной, т.е. является анархосиндикалистским, и это не проходит даром: он порождает социальные силы, удаляющие народное хозяйство от оптимума, и никакие административные меры не смогут этому противодействовать. Нарушая принцип распределения по труду, коллек-

тивы присваивают незаработанные инфраструктурные экономические эффекты, возникает социальная несправедливость, гасящая общественную активность людей. Все этому способствует подстраивающаяся под хозрасчет экономическая инфраструктура, в частности, банковская система, которая в этом варианте хозрасчета копирует капиталистическую систему с ее дифференцированными условиями кредита.

Второй вид хозрасчета специфичен для социализма и коммунизма, он организует оптимальное функционирование народного хозяйства, обеспечивает при социализме оплату по труду и именно этим воспитывает в рабочем ответственность за качество своего труда. Рачительный хозяин — директор предприятия, личный интерес которого служит наилучшим из возможных измерителей общественного интереса, непременно заметит хозяйскую заботу рабочего о предприятии и непременно поощрит рабочего материально (не испрашивая на это фонды — такого понятия быть не должно) и морально. Он установит такие формы оплаты, которые выгодны ему лично, а значит приносят обществу наибольший экономический эффект. Где выгоден коллективный подряд — там он появится, где не выгоден — там его не будет. Соответствующая этому виду хозрасчета банковская система не имеет аналогов в капиталистическом обществе, ибо в ней банк не зарабатывает денег, норматив дисконтирования (как разность банковского процента и темпа инфляции) один для вкладов и ссуд, один для всех клиентов, чем достигается единство планового и хозрасчетного критериев [2].

Цель данной работы состоит не в том, чтобы дать конструктивные предложения по коммунистическому хозрасчету, хотя они и имеются. Предварительно необходимо поколебать убежденность экономистов и хозяйственников в безупречности выбранного пути. Убежденность могут поколебать яркие примеры. Один из них привели работники Волжского автозавода [3]. Рассмотрению другого посвящена данная статья.

Самоокупаемость — атрибут хозрасчета критикуемого нами типа. Отказ государства покрывать убытки предприятия и отказ государства от права собственности на предприятие, передача этого права трудовому коллективу — неразделимы (в варианте хозрасчета с директором субъектом хозяйственного интереса долги покрывает государство, как единственный собственник средств производства, а у директора уменьшается зарплата). Принцип самоокупаемости распространяется и на ценообразование [4]. Однако в оптимальном планировании и план, и соответствующие ему цены не всегда согласуются с принципом самоокупаемости.

Так, оптимальное планирование крупного инфраструктурного производственного образования вступает в конфликт с принципом самоокупаемости: оптимальные цены в плане меньше цен самоокупаемости, из-за чего выручка не покрывает затрат [5]. К крупным производствам относятся такие, у которых удельные затраты падают с ростом проектной производительности. Нужно немного таких предприятий для того, чтобы покрыть спрос на их продукцию. Примером таких производств могут быть предприятия ядерного топливно-энергетического комплекса (ЯТЭК): предприятия изотопного обогащения урана, изготовления топливных элементов и сборок, радиохимической переработки облученных материалов, ядерного машиностроения, атомные станции теплоснабжения и другие [6], а также нефтеперерабатывающие и цементные заводы [7, 8].

Для осуществления хозяйственной деятельности таких предприятий-монополий (или олигополий) государство должно доплачивать им из доходов тех отраслей, которые потребляют продукцию предприятий-монополий. Однако если эту доплату будут осуществлять сами потребители, то их спрос на продукцию снизится против оптимального и народное хозяйство понесет убытки.

Даже в случае оптимального планирования развития мелких предприятий принцип самоокупаемости справедлив не всегда. Например, добычное производство: разработка месторождений, рудники, шахты. Это мелкие производства, нужно много таких предприятий, чтобы удовлетворить спрос на их продукцию. Оптимальное планирование развития добычных предприятий учитывает не только разницу в условиях добычи (эффект дифференциальной ренты), но и скорость исчерпания месторождений: чем быстрее темпы добычи, тем выше цена продукции (эффект динамической ренты [9]). Для этого производства цена продукции выше цены самоокупаемости, выручка превышает затраты и отражает заботу о будущем, когда каждая новая порция добытой продукции потребует больших затрат.

Предприятия ядерного топливного цикла (ЯТЦ), построенные и эксплуатирующиеся в соответствии с оптимальным с точки зрения народного хозяйства планом, должны производить и перерабатывать ядерное топливо для нужд ядерной энергетики (ЯЭ) по ценам ниже цен самоокупаемости. В этом случае максимален народнохозяйственный доход от функционирования всей совокупности предприятий: и предприятий ЯТЦ,

и предприятий ЯЭ, потребляющих их продукцию, и энергопотребляющих предприятий. Среди энергопотребляющих предприятий есть замыкающие, которые самоокупаются. Прочие получают сверхприбыль. Эта сверхприбыль превышает (в оптимальном плане) убытки топливопроизводящих предприятий. В итоге народнохозяйственный доход от функционирования ЯТЭК при оптимальном его развитии положителен. Часть этого дохода должна централизованно перераспределяться в виде доплат за оптимальные для народного хозяйства режимы работы предприятиям — монополиям ЯТЦ. Если эту доплату будет осуществлять собственно система ЯЭ, то она, стремясь уменьшить собственные выплаты, поднимет цену на энергию, уменьшит спрос на нее и, далее, на ядерное топливо против оптимального и народное хозяйство понесет убытки. Предприятиям ЯТЦ должна быть предоставлена полная самостоятельность, причем директора этих предприятий в своей хозяйственной деятельности должны пользоваться критериями, согласованными с критерием народнохозяйственного оптимума. В этом случае директорам будет невыгодно принимать решения, противоречащие интересам народного хозяйства. Таким образом, хозяйственные отношения в системе предприятий ЯТЭК, основанные на хозяйственной самостоятельности директоров-менеджеров предприятий при централизованных доплатах предприятиям за оптимальные народнохозяйственные режимы работы, есть отношения централизованного рынка.

Чтобы сделать более ясным вывод об ограниченной пригодности принципа самоокупаемости, оценим убыток от применения цен самоокупаемости при хозрасчетном планировании двух простых по структуре взаимосвязанных отраслей (или звеньев) с крупными предприятиями: продукция отрасли 1 является сырьем для отрасли 2. Именно такие условия характерны для предприятий ЯТЦ. При этом рассмотрим оптимальный режим функционирования этих отраслей. Покажем, что функционирование этих отраслей в условиях хозяйственного расчета, когда субъектом хозяйственного интереса является трудовой коллектив, а управление ведется на основе принципа самоокупаемости в ценообразовании, уводит от оптимума и принесет ущерб народному хозяйству. Покажем также, что функционирование этих отраслей в условиях хозяйственного расчета, когда субъектом хозяйственного интереса является менеджер (директор, министр, управляющий), которому платят за народнохозяйственный эффект, совпадает с оптимальным функционированием.

Рассмотрим магистральный режим [10] развития этих отраслей на бесконечном интервале планирования. Для простоты рассуждений будем считать, что зависимость $f^{(l)}(Q^{(l)})$ — капитальных затрат и той части эксплуатационных затрат, на которую не влияет текущая производительность, от проектной (установленной) мощности предприятия для каждой отрасли l ($l = 1, 2$) имеет вид

$$f^{(l)}(0) = 0; f^{(l)}(Q^{(l)}) = K^{(l)} + k^{(l)}Q^{(l)} \text{ при } Q^{(l)} > 0, \quad (1)$$

где $K^{(l)}, k^{(l)}$ — константы. При $Q^{(l)} = 0$ затраты равны нулю, так что $f^{(l)}$ — нелинейная, вогнутая (выпуклая вверх) функция. Именно такой, вогнутый, вид зависимости затрат от установленной мощности характерен для предприятий ЯТЦ. Другую часть собственных эксплуатационных расходов, пропорциональную текущей производительности предприятия, для упрощения выкладок положим равной нулю. Цену сырья, потребляемого отраслью 1, тоже примем равной нулю. Будем также считать, что в обеих отраслях все вводимые предприятия работают с момента их ввода с полной нагрузкой.

Как известно [10], магистральный режим оптимального развития одной отрасли l характеризуется одинаковыми интервалами времени $L^{(l)} = (t_j^{(l)} - t_{j-1}^{(l)})$ между последовательными моментами ввода предприятий $t_j^{(l)} (j = 0, \infty)$ и одинаковыми установленными мощностями $Q_j^{(l)} = Q^{(l)}$ введенных предприятий кроме первого, для которого $Q_1^{(l)} = Q^{(l)}/2$. Если $q_c^{(2)}(t)$ — линейная функция спроса на продукцию отрасли 2 (что также принято для упрощения выкладок) и $q_c^{(2)}(0) = 0$, то

$$Q^{(2)} = \frac{dq_c^{(2)}(t)}{dt} L^{(2)}. \quad (2)$$

Магистральный режим развития двух отраслей, последовательно перерабатывающих сырье, имеет особенность: некоторые или все моменты ввода в смежных отраслях стремятся к совпадению (синхронизации) [11, 12]. Стремление к синхронизации тем выше, чем слабее различие между затратными характеристиками $f^{(l)}(Q^{(l)})$ в отраслях. Для простоты рассмотрим полную синхронизацию моментов ввода в смежных отраслях, т.е. $t_j^{(1)} = t_j^{(2)} = t_j$ и $L^{(1)} = L^{(2)} = L$ для всех j , и для гарантии синхронизации примем

$$K^{(1)} = K^{(2)}, k^{(1)} = k^{(2)}. \quad (3)$$

Приведенные затраты на бесконечном интервале планирования на строительство и эксплуатацию предприятий двух отраслей равны

$$Z = \sum_{l=1}^2 Z^{(l)} = \sum_{l=1}^2 \sum_{j=0}^{\infty} f^{(l)}(Q^{(l)}) e^{-pt_j}, \quad (4)$$

где p — норматив дисконтирования.

Обозначим:

$$K = K^{(1)} + K^{(2)}, k = k^{(1)} + k^{(2)}, z = pL, pt_j = jz, \quad (5)$$

$$x = Kp/(kdq_c^{(2)}/dt), \Phi = pZ/(kdq_c^{(2)}/dt).$$

Несложные выкладки ведут от (4) к следующей формуле для безразмерных затрат:

$$\Phi = z \left(\frac{1}{2} + 1/(e^z - 1) \right) + x \left(1 + 1/(e^z - 1) \right). \quad (6)$$

1. ОПТИМАЛЬНЫЙ РЕЖИМ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ДВУХ ОТРАСЛЕЙ

Приравнивая нулю $d\Phi/dz$, получим условие оптимального функционирования отраслей 1 и 2 (условие минимума Φ):

$$x = shz - z, \quad (7)$$

причем

$$Q^{(1)} = Q^{(2)} = Q = (dq_c^{(2)}/dt)z/p. \quad (8)$$

Таким образом, выражения (7), (8) описывают оптимальное функционирование двух отраслей, причем, подставив (7) в формулу (6), получим оптимальное значение безразмерного функционала $\Phi(z)$ (безразмерных приведенных затрат) как функции безразмерного интервала z между соседними моментами ввода предприятий в эксплуатацию.

В оптимальном плане цена продукции отрасли l с крупными предприятиями — разрывная функция времени. Согласно [5] для данного случая она равна

$$\begin{aligned} \pi^{(l)}(t_j - 0) &= pk(e^z - 1)/(2z), \\ \pi^{(l)}(t_j + 0) &= pk(1 - e^z)/(2z), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\pi^{(l)}(t) = \pi^{(l)}(t_j - 0) e^{p(t-t_j)}, \quad t \in (t_{j-1}, t_j).$$

Как уже говорилось, отрасль с крупными предприятиями в оптимальном плане не самоокупается по ценам этого плана. Действительно, приведенные затраты отрасли l равны

$$Z^{(l)} = \sum_{j=0}^{\infty} f^{(l)}(Q^{(l)}) e^{-pt_j}, \quad (10)$$

или с учетом (3), (5)

$$Z^{(l)} = \frac{k}{2} \frac{dq_c^{(2)}}{dt} \frac{1}{p} \left\{ z \left(\frac{1}{2} + 1/(e^z - 1) \right) + x(1 + 1/(e^z - 1)) \right\}, \quad (11)$$

а приведенная выручка $V^{(l)}$ за проданную продукцию с учетом (9) равна

$$\begin{aligned} V^{(l)} &= \sum_{j=0}^{\infty} Q_j \int_{t_j}^{\infty} \pi^{(1)}(t) e^{-pt} dt = \\ &= \frac{k}{2} \frac{dq_c^{(2)}}{dt} \frac{1}{p} \left\{ z \left(\frac{1}{2} + 1/(e^z - 1) \right) \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Приведенный доход $D^{(l)}$ отрасли l равен

$$D^{(l)} = V^{(l)} - Z^{(l)} = - \frac{k}{2} \frac{dq_c^{(2)}}{dt} \frac{1}{p} \left\{ x \left(1 + 1/(e^z - 1) \right) \right\}. \quad (13)$$

Так как $D^{(l)} < 0$, т.е. приведенная выручка меньше приведенных затрат, то окупаемости отрасли l по ценам оптимального плана нет. Но именно план с этими ценами оптимален для народного хозяйства.

Рассмотрим теперь развитие отраслей при двух вариантах хозяйственного расчета: при управлении трудовым коллективом на основе самоокупаемости и при управлении директором-менеджером, которому платят за народнохозяйственный эффект.

2. ХОЗЯЙСТВЕННЫЙ РАСЧЕТ, ОСНОВАННЫЙ НА САОМОКУПАЕМОСТИ ОТРАСЛЕЙ

В этом случае хозрасчетные отношения отраслей 1 и 2 рассматриваются в условиях, когда отрасль 1 строит свои цены на принципе самокупаемости. Тогда приведенные затраты $Z^{(1)}$ отрасли 1 окупаются приведенной выручкой $V_{\text{окуп}}^{(1)}$ за проданную продукцию, т.е. $Z^{(1)} = V_{\text{окуп}}^{(1)}$. В приложении 1 показано, что для этого случая цена самокупаемости отрасли 1 дается выражением (П.1), а условие оптимальности плана отрасли 2 с точки зрения ее трудового коллектива — выражением (П.4). Как видим, выражение (П.4) отличается от (7). Следовательно, хозяйственный расчет, основанный на самокупаемости отраслей, не приводит к оптимальному плану и, как следствие, завышает приведенные затраты двух отраслей. Величина ущерба оценена в приложении 2. В пределе $x \rightarrow 0$ (мелкие предприятия) ущерба нет. В пределе $x \rightarrow \infty$ (крупные предприятия) ущерб превышает 20% от суммарных приведенных затрат двух отраслей.

3. ХОЗЯЙСТВЕННЫЙ РАСЧЕТ ОТРАСЛЕЙ, УПРАВЛЯЕМЫХ МЕНЕДЖЕРАМИ

Так как по величине критерия судят о качестве управления, определяющего зарплату директора-менеджера, от критерия требуется только одно: план, оптимальный по этому критерию, должен быть оптимальным для народного хозяйства.

В этом варианте нужно построить локальные критерии для отраслей 1 и 2, руководствуясь которыми менеджеры итерационно скоординируют оптимальный план. Для отрасли 1 хозрасчетный критерий

$$Z_{\text{хозр}}^{(1)} = \sum_{j=0}^{\infty} f^{(1)}(Q_j) e^{-pt_j} \quad (14)$$

Строя по этому критерию план, отрасль 1 руководствуется спросом на свою продукцию со стороны отрасли 2 и выдает для отрасли 2 цену своей продукции. Согласно [5] цена — разрывная функция времени, которая в данном случае дается выражением (9).

Отрасль 2 должна включить в свой хозрасчетный критерий плату за сырье по цене $c^{(1)}(t)$. Однако полученный так критерий

$$Z_{\text{хозр}}^{(2)} = \sum_{j=0}^{\infty} \left[f^{(2)}(Q_j) e^{-pt_j} + Q_j \int_{t_j}^{\infty} c^{(1)}(t) e^{-pt} dt \right] \quad (15)$$

недостаточен для полной оптимизации отрасли 2. Нетрудно понять причину недостаточности критерия. Цена производства получается в результате решения задачи, двойственной к линеаризованной плановой задаче. Линеаризация предусматривает возможность изменения мощностей предприятий, но не предусматривает возможности изменения моментов их ввода. Поэтому цены позволяют определять изменение произ-

водственных затрат при изменении плана производства без изменений моментов ввода предприятий.

В приложении 3 показано, к чему ведет попытка оптимизации по критерию (15): условию оптимальности удовлетворяют значения z из интервала, содержащего, в частности, корень (7). Выбрать из интервала, одно значение не удастся, поскольку вследствие разрыва цены $c^{(1)}$ и привязанности места разрыва к $t_j^{(1)}$ точка минимума $Z_{\text{хозр}}^{(2)}$ смещается вместе с t_j . Критерий (15) позволяет лишь установить факт жесткой синхронизации моментов ввода $t_j^{(2)}$ и $t_j^{(1)}$. Полный критерий $Z_{\text{хозр}}^{(2)}$ должен содержать член, описывающий изменение затрат отрасли 1 при такой перестройке плана, когда моменты ввода предприятий меняются, а выдача продукции отрасли 1 остается прежней. В приложении 4 получена формула (П.12) для изменения затрат отрасли 1 при изменении момента ввода без изменения планового спроса на продукцию. Оказывается, хозрасчетный критерий отрасли 2, дополненный слагаемым $\Delta Z^{(2)}$ (П.15), учитывающим это изменение, — это критерий (4). То есть критерий (П.14) совпадает с (4). По нему и должен отчитываться директор-менеджер. При этом, однако, следует иметь в виду, что разные компоненты этого критерия известны с разной точностью. Собственные затраты менеджер отрасли 2 знает лучше, чем кто-либо другой. Цену сырья для отрасли 2 определяет менеджер отрасли 1, пользуясь информацией о затратах в своей отрасли, которые он знает лучше, чем кто-либо другой. Поэтому величина $Z_{\text{хозр}}^{(2)}$, вычисленная по формуле (15), определяется с максимально возможной точностью. Иначе обстоит дело с поправкой (П.15), которую нужно добавить к $Z_{\text{хозр}}^{(2)}$, чтобы получить правильный критерий, и которая связана с изменением затрат при изменении моментов ввода с сохранением выпуска продукции. Эту поправку должен вычислять не менеджер отрасли 2 и не менеджер отрасли 1. Ее должен вычислять центр экономического управления отраслями 1 и 2. Но информированность этого центра о затратах в отраслях 1 и 2 хуже, чем информированность менеджеров этих отраслей. Поэтому поправка будет вычисляться с погрешностью. Это приведет к отклонению плана от оптимального. Но такое отклонение будет безусловно меньше, чем при практикующемся ныне административном управлении отраслями 1 и 2 из центра.

4. ВАРИАНТЫ ОРГАНИЗАЦИИ УПРАВЛЕНИЯ

План, который сформируют отрасли, будет зависеть от ряда обстоятельств. Представим себе, что z — главный параметр плана (безразмерный интервал времени между вводами предприятий) — находится итерационно: отрасль 2 задает z и тем самым свой план и свой спрос на продукцию отрасли 1, а значит, косвенно и ее план; отрасль 1 по известному спросу строит

свой план и рассчитывает цену $c_{\text{окуп}}^{(1)}$, при которой она окупает свои затраты; цена $c_{\text{окуп}}^{(1)}$ сообщается отрасли 2, которая исправляет свой план, ориентируясь на заданную цену. При этом плановики в отрасли 2 игнорируют обратное влияние своего плана на план отрасли 1 и на $c_{\text{окуп}}^{(1)}$. Как показано в приложении 1, в этом случае итерации сойдутся к плану, отличающемуся от оптимального. Вместо (7) условием кажущейся оптимальности будет (П.4). Народное хозяйство понесет убыток, который зависит от соотношения двух членов в формуле (1). В пределе $K \rightarrow \infty$, когда предприятия предельно крупные, убыток достигает более 20% от оптимальных затрат на обе отрасли, а при $K \rightarrow 0$, когда предприятия в отраслях мелкие, убыток исчезает.

Возможен иной порядок планирования. Плановики в отрасли 2 изучают, как изменяется цена $c_{\text{окуп}}^{(1)}$, когда они изменяют спрос на продукцию отрасли 1. Они как бы ставят эксперимент над плановиками отрасли 1. Узнав закономерности изменения цены, т.е. нащупав зависимость $c_{\text{окуп}}^{(1)}$ от (z) , они оптимизируют затраты отрасли 2 с учетом переменности цены сырья. В этом варианте планирования, как показано в приложении 1, народное хозяйство не несет убытка (если, конечно, зависимость $c_{\text{окуп}}^{(1)}$ (z) экспериментально определена без ошибок). Вместо экспериментирования над коллегами, плановики отрасли 2 могут смоделировать их поведение. Для этого они должны уметь планировать не только за себя, но и за партнеров. Фактически они должны в этом случае составить единый согласованный оптимальный план двух отраслей, т.е. подняться рангом выше в иерархической системе планирования. Но тогда нет никакой необходимости вычленивать из системы отрасль 1 и отрасль 2, наделять эти отрасли хозяйственной самостоятельностью. Ведь вычленение делается ради повышения эффективности управления очень крупными хозяйственными объектами посредством использования более детальной и свежей информации, недоступной верхним эшелонам управления.

Итак, хозрасчет, основанный на самоокупаемости, приносит в рассмотренном примере убытки народному хозяйству по одной из трех причин: либо большие убытки вследствие закономерного отклонения от оптимума в том варианте, когда игнорируется зависимость цен окупаемости от плана, либо малые убытки из-за случайного отклонения от оптимума вследствие ошибок в экспериментальном определении зависимости цены от плана, либо, наконец, столь же малые убытки из-за случайного отклонения от оптимума вследствие сложности управления нерасчлененными отраслями.

Наконец, вариант менеджерского управления позволяет реализовать оптимальный план при правильно сформулированном критерии. Поправки к хозрасчетному критерию формулирует центр, не располагающий детальной информацией. Поэтому отклонения от оптимума, как уже говорилось, возможны и здесь. Но

преимуществом данного варианта служит то, что цены на продукцию отрасли 1 оказываются ценами оптимального плана (а не ценами самоокупаемости), что правильно ориентирует потребителей продукции этой отрасли, т.е. формирует оптимальный спрос.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хозяйственный расчет для предприятий, не окупающихся по ценам плана, оптимального для народного хозяйства (предприятия в данной модели именно такие, см. [5]), не ординарен. Непродуманное применение к отраслям с такими предприятиями принципа самоокупаемости чревато большими убытками. Убытки существенно уменьшаются, когда экспериментально нащупывается зависимость цены самоокупаемости от спроса на продукцию, или при отказе от принципа самоокупаемости и соответственно при передаче экономической ответственности одному лицу — менеджеру, а не трудовому коллективу. Однако в отличие от сегодняшнего директора, директор-менеджер не должен никому административно подчиняться, т.е. должен быть свободен в хозяйственных решениях. Чтобы эти решения в наибольшей степени отвечали интересам народа, они должны направляться специальным образом сконструированным критерием, от величины которого должна зависеть зарплата (и карьера) менеджера.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Хозрасчет с ценами самоокупаемости

Затраты отрасли 1 составляют при условиях (3), (5) половину затрат двух отраслей, а ее дисконтированный выпуск продукции равен

$$\sum_{j=0}^{\infty} \frac{Q_j}{p} e^{-pt_j} = \frac{Q}{p} \left(\frac{1}{2} + 1/(e^z - 1) \right) = \\ = \frac{dq_c^{(2)}}{dt} \frac{z}{p^2} \left(\frac{1}{2} + 1/(e^z - 1) \right).$$

Деля затраты $3/2$ на выпуск, получим цену самоокупаемости отрасли 1:

$$c_{\text{окуп}}^{(1)} = \frac{pk}{2} \left(1 + \frac{x}{z} \frac{1 + 1/(e^z - 1)}{\frac{1}{2} + 1/(e^z - 1)} \right). \quad (\text{П.1})$$

Эта цена находится между ценой самоокупаемости предприятия $j=0$, равной $pf(Q_0)/Q_0 = \left(\frac{pk}{2} \right) \left(1 + \left(\frac{x}{z} \right) \cdot 2 \right)$, и ценой самоокупаемости прочих, вдвое более мощных предприятий, равной $pf(Q)/Q = \left(\frac{pk}{2} \right) \left(1 + \frac{x}{z} \right)$. Хозрасчетный критерий отрасли 2 при покупке сырья по цене $c_{\text{окуп}}^{(1)}$ в безразмерной форме выглядит так:

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{хозр. окуп}}^{(2)} &= \frac{\Phi}{2} + \frac{\psi_{\text{окуп}}^{(1)}}{pk} \left(\frac{1}{2} + 1/(e^z - 1) \right) z = \\ &= \left(\frac{1}{2} + 1/(e^z - 1) \right) \left(1 + 2 \frac{\psi_{\text{окуп}}^{(1)}}{pk} \right) \frac{z}{2} + \\ &+ \frac{x}{2} (1 + 1/(e^z - 1)). \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

Цена самокупаемости $\psi_{\text{окуп}}^{(1)}$, вообще говоря, зависит от $z^{(1)}$, т.е. от плана отрасли 1. Но так как в силу эффекта синхронизации $z^{(1)} = z^{(2)} = z$, $\psi_{\text{окуп}}^{(1)}$ фактически зависит от плана отрасли 2. Если при отыскании оптимума $\Phi^{(2)}$ учитывать эту реальную зависимость $\psi_{\text{окуп}}^{(1)}(z)$, то будет найден правильный народнохозяйственный оптимум. Это следует из того, что, подставив (П.1) в (П.2), из условия $d\Phi_{\text{хозр. опт}}^{(2)}/dz = 0$ получим (7).

Однако трудовой коллектив отрасли 2 или представляющие его интересы плановики, вообще говоря, не имеют информации о зависимости $\psi_{\text{окуп}}^{(1)}$ от z . Поэтому для них естественно оптимизировать планы отрасли 2, считая $\psi_{\text{окуп}}^{(1)}$ величиной заданной, т.е. полагая $d\psi_{\text{окуп}}^{(1)}/dz = 0$.

Приравнявая нулю $d\Phi_{\text{хозр. окуп}}^{(2)}/dz$ при постоянной $\psi_{\text{окуп}}^{(1)}$, получим условие оптимальности плана (минимума $\Phi_{\text{хозр. окуп}}^{(2)}$) отрасли 2 с точки зрения ее трудового коллектива:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{2} + 1/(e^z - 1) \right) \left(1 + \frac{2\psi_{\text{окуп}}^{(1)}}{pk} \right) &= \\ = \frac{e^z}{(e^z - 1)^2} \left(x + z \left(1 + \frac{2\psi_{\text{окуп}}^{(1)}}{pk} \right) \right). \end{aligned} \quad (\text{П.3})$$

Итерационное решение системы уравнений (П.3), (П.1) моделирует итерационную увязку планов двух отраслей и ведет к корню уравнения, получаемого подстановкой (П.1) в (П.3). Несложные преобразования позволяют записать это уравнение в форме

$$x = - \frac{\text{sh}z - z}{\frac{1}{2} \left[\frac{e^z - 1}{z} - \frac{2}{1 + e^{-z}} - 1 \right]} = \frac{a}{b}. \quad (\text{П.4})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Убытки от самокупаемости

Подставив корень (П.4) в (6), получим $\Phi_{\text{окуп}}$ — безразмерные приведенные затраты двух отраслей при хозрасчете на основе самокупаемости. Подставив корень (7) в (6), получим $\Phi_{\text{опт}}$ — безразмерные приведенные затраты двух отраслей для оптимального плана из развития. Относительный убыток от самокупае-

мости $\eta = (\Phi_{\text{окуп}}/\Phi_{\text{опт}}) - 1$. Когда предприятия мелкие, $x \rightarrow 0$, $\eta \rightarrow 0$, убытка нет. Чем крупнее предприятия, т.е. чем больше x , тем больше убыток.

Считая x параметром в выражениях (7) и (П.4) и давая ему разные значения, можно убедиться, что с ростом x растет $z_{\text{опт}}$, а $z_{\text{окуп}}$ стремится к $z_{\text{знам}}$, корню уравнения $b = 0$ из (П.4). Этот корень равен $z_{\text{знам}} = 1,74$. Вблизи точки $z_{\text{знам}}$ выражение (П.4) для x можно представить так:

$$x = \frac{a(z_{\text{знам}})}{\frac{db(z_{\text{знам}})}{dz} (z_{\text{окуп}} - z_{\text{знам}})} = - \frac{1,3901}{z_{\text{окуп}} - 1,74}. \quad (\text{П.5})$$

При $x \rightarrow \infty$ из (П.5) получим $z_{\text{окуп}} = 1,74 - 1,3901/x$, тогда как корень (7) ведет себя иначе: $z_{\text{опт}} = \ln x$. В пределе $x \rightarrow \infty$ получим $\eta = 0,2129$.

Если при дифференцировании $\Phi_{\text{хозр. окуп}}^{(2)}$ по z величина $\psi_{\text{окуп}}^{(1)}$ рассматривается не как заданная величина, а как функция z , причем $d\psi_{\text{окуп}}^{(1)}/dz$ берется согласно (П.1), то убыточность не возникает. Дело в том, что при подстановке (П.1) в (П.2) получим (6), следовательно, оптимизация ведется по народнохозяйственному критерию (4).

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Хозрасчет с ценами оптимального плана

Хозрасчетный критерий отрасли 2 при использовании цен оптимального плана $\psi_{\text{опт}}^{(1)}(t)$ на продукцию отрасли 1 записывается так:

$$Z_{\text{хозр. опт}}^{(2)} = \sum_{j=0}^{\infty} \left[f^{(2)}(Q_j) e^{-pt_j} + Q_j \int_{t_j}^{\infty} \psi_{\text{опт}}^{(1)}(t) e^{-pt} dt \right].$$

Дифференцируя по z , получим

$$\begin{aligned} \partial Z_{\text{хозр. опт}}^{(2)}/\partial z &= \\ &= \left\{ \sum_{j=0}^{\infty} \left(k^{(2)} e^{-pt_j} + \int_{t_j}^{\infty} \psi_{\text{опт}}^{(1)}(t) e^{-pt} dt \right) \cdot \left[\frac{1}{2} \text{ при } j=0 \right. \right. \\ &\left. \left. 1 \text{ при } j \neq 0 \right] \right\} \times \\ &\times \frac{dq_c^{(2)}}{dt} \frac{1}{p} - \sum_{j=0}^{\infty} \left(f^{(2)}(Q_j) p + Q_j \psi_{\text{опт}}^{(1)}(t_j) \right) e^{-pt_j} \frac{\partial t_j}{\partial z}, \end{aligned} \quad (\text{П.6})$$

причем

$$\partial t_j / \partial z = j/p. \quad (\text{П.7})$$

Для отрасли 1 цена $\psi_{\text{опт}}^{(1)}(t)$ определяется выражением (9) при $l = 1$. Скачок цены в точке t_j приводит к скачку производной $\partial Z_{\text{хозр. опт}}^{(2)}/\partial z$. Таким образом, у $Z_{\text{хозр. опт}}^{(2)}$ существуют две односторонние производные (слева и справа), не совпадающие друг с другом. В

подобных случаях условием оптимальности служат неравенства

$$\frac{\partial Z^{(2)}}{\partial z} \Big|_{\leq} 0, \quad \frac{\partial Z^{(2)}}{\partial z} \Big|_{\geq} 0, \quad (\text{П.8})$$

где индексы $-$, $+$ означают, соответственно, что производная берется слева и справа. Производная слева получается при подстановке $\bar{c}^{(1)}(t_j - 0)$ в (П.8), а производная справа — при подстановке $\bar{c}^{(1)}(t_j + 0)$. Если в качестве z взять найденную ранее точку оптимума, т.е. z , удовлетворяющее (7), то оказывается, что производные слева и справа различаются только знаком:

$$\frac{\partial Z_{\text{хозр. опт}}^{(2)}}{\partial z} = \pm \frac{k}{4} \frac{dq_c^{(2)}}{dt} \frac{1}{p}. \quad (\text{П.9})$$

Очевидно, что не один лишь корень (7), но целый интервал значений z удовлетворяет условию оптимальности (П.8), т.е. условие оптимальности (П.8) выполняется и при не слишком сильном отходе от точки оптимума влево и вправо. Поэтому единственное заключение, которое можно сделать из анализа (П.9), состоит в том, что имеется эффект синхронизации: моменты ввода предприятий в отрасли 2 невыгодно отклонять от моментов ввода предприятий в отрасли 1.

П Р И Л О Ж Е Н И Е 4

Вариация затрат при сдвиге моментов ввода предприятий с сохранением плана выпуска продукции

Изменим план отрасли 1, не меняя плана выдачи продукции этой отрасли, следующим образом. Вначале увеличим интенсивность выдачи продукции правсе момента $t_j^{(1)}$ на величину $Q_j^{(1)}$ на малом интервале δt , суммарно на величину $Q_j^{(1)} \delta t$. Это можно сделать разными способами (например, накопив запас продукции к моменту $t_j^{(1)}$), но существует оптимальный вариант, требующий минимальных дополнительных приведенных затрат отрасли 1, равных $\bar{c}_{\text{опт}}^{(1)}(t_j + 0) e^{-pt_j^{(1)}} Q_j^{(1)} \delta t$. Вслед за увеличением планового спроса на продукцию отрасли 1 сдвинем момент $t_j^{(1)}$ вправо на δt , не меняя мощностей предприятий. Это уменьшит производство продукции на интервале $t_j^{(1)}, t_j^{(1)} + \delta t$ суммарно на величину $Q_j^{(1)} \delta t$, а приведенные затраты уменьшатся на $pf^{(1)}(Q_j^{(1)}) e^{-pt_j^{(1)}} \delta t$. Уменьшение производства вернет график выдачи продукции назад. В итоге двух изменений плана выдачи продукции не изменится, а приведенные затраты вырастут на

$$\delta Z^{(1)} \Big|_{\pm} = [\bar{c}^{(1)}(t_j^{(1)} + 0) Q_j^{(1)} - pf^{(1)}(Q_j^{(1)})] e^{-pt_j^{(1)}} \delta t, \quad (\text{П.10})$$

$\delta t > 0.$

Аналогично при сдвиге момента $t_j^{(1)}$ влево без изменения выдачи продукции

$$\delta Z^{(1)} \Big|_{\pm} = [\bar{c}^{(1)}(t_j^{(1)} - 0) Q_j^{(1)} - pf^{(1)}(Q_j^{(1)})] e^{-pt_j^{(1)}} \delta t, \quad (\text{П.11})$$

$\delta t < 0.$

При синхронном изменении интервалов ввода на δz получим

$$\delta Z^{(1)} / \delta z = \sum_{j=0}^{\infty} [\bar{c}_j^{(1)} Q_j^{(1)} - pf^{(1)}(Q_j^{(1)})] e^{-pt_j^{(1)}} \frac{\delta t_j^{(1)}}{\delta z}, \quad (\text{П.12})$$

где $\bar{c}_j^{(1)}$ — это либо $\bar{c}_{\text{опт}}^{(1)}(t_j^{(1)} - 0)$, либо $\bar{c}_{\text{опт}}^{(1)}(t_j^{(1)} + 0)$, в зависимости от того, слева или справа берется производная. Это и есть формула для изменения затрат отрасли 1 без изменения планового спроса, но при изменении моментов ввода, обусловленных требованием синхронизации.

Соотношение (П.12) можно использовать двояко. Во-первых, можно записать расширенный локальный хозрасчетный критерий отрасли 2 применительно к малым отклонениям ее плана от оптимального:

$$\delta Z_{\text{хозр. опт. расшир}}^{(2)} = \left(\frac{\partial Z_{\text{хозр. опт}}^{(2)}}{\partial z} + \frac{\partial Z^{(1)}}{\partial z} \right) \delta z, \quad (\text{П.13})$$

где $Z_{\text{хозр. опт}}^{(2)}$ определяется выражением (15) при использовании цен оптимального плана $\bar{c}_{\text{опт}}^{(1)}$ на продукцию отрасли 1. По этому критерию (П.13) определяется качество управления отраслью 2. При больших отклонениях плана от оптимального по народнохозяйственному критерию формула (П.13) неправильно описывает возрастание затрат.

Во-вторых, можно представить расширенный хозрасчетный критерий отрасли 2 в виде

$$Z_{\text{хозр. опт. расшир}}^{(2)} = Z_{\text{хозр. опт}}^{(2)} + \Delta Z^{(2)}, \quad (\text{П.14})$$

где поправка $\Delta Z^{(2)}$ получается интегрированием (П.12):

$$\Delta Z^{(2)} = \sum_{j=0}^{\infty} \left[-Q_j \int_{t_j}^{\infty} \bar{c}_{\text{опт}}^{(1)}(t) e^{-pt} dt + f^{(1)}(Q_j) e^{-pt_j} \right]. \quad (\text{П.15})$$

Интегрирование выполнено без учета зависимости Q_j от z . Тем не менее результат интегрирования правильный. Это следует из того, что частная производная от $\Delta Z^{(2)}$ по Q равна нулю. В самом деле,

$$\frac{\partial \Delta Z^{(2)}}{\partial Q} = \sum_{j=0}^{\infty} \left[-\int_{t_j}^{\infty} \bar{c}_{\text{опт}}^{(1)}(t) e^{-pt} dt + \frac{df^{(1)}(Q_j)}{dQ_j} e^{-pt_j} \right] \times \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{при } j=0 \\ 1 & \text{при } j \neq 0 \end{cases},$$

а значение выражения в квадратичной скобке равно нулю, что следует из свойств цен оптимального плана: в линеаризованной задаче приведенные затраты

предприятия j в отрасли 1 равны $Q_j df^{(1)}(Q_j)/dQ_j \times e^{-pt_j}$, и они окупаются приведенной выручкой за продукцию, равной $Q_j \int_{t_j}^{\infty} c_{\text{опт}}^{(1)}(t) e^{-pt} dt$. Легко видеть, что (П.14) совпадает с (4).

Список литературы

1. На новые условия хозяйствования. Перспективные и оперативные задачи решать в комплексе: Передовая статья. — Правда, 1987, 8 января.
2. Шевелев Я.В. Двухпродуктовая модель народного хозяйства: Препринт ИАЭ-3483/3. — М., 1981. — 16 с.
3. Чей интерес на пьедестале. Взгляд автомобилестроителей Тольятти на проект закона о государственном предприятии. — Огонек, 1987, № 23.
4. Гурев М.М. Цены на уголь и хозяйственный расчет. — М.: Недра, 1977.
5. Шевелев Я.В., Клименко А.В. Оптимизация развития отрасли с крупными предприятиями. — Экономика и математические методы, 1981, т. 17, вып. 1, с. 76—84.
6. Шевелев Я.В., Локшин В.Л., Клименко А.В. Оптимизация развития топливной промышленности ядерной энергетики. — Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 5, с. 310—316.

7. Нежинцев Г.Е., Рахманин Г.Д. Расчет оптимального плана развития и размещения цементной промышленности. — В кн.: Применение математики в экономике. — Л.: ЛГУ, 1963, вып.1, с. 95—112.
8. Рахманин Г.Д., Шалабин Г.В. Оптимальное размещение предприятий отрасли. — М.: Экономика, 1969.
9. Шевелев Я.В. О методе прогнозирования цены урана: Препринт ИАЭ-3126. — М., 1979.
10. Арушанян И.И., Беленький В.З., Белостоцкий А.М., Образцов С.В. Стационарная оптимизационная модель развития капиталоемкой отрасли. — Экономика и математические методы, 1977, т. 12, вып. 6 с. 1229—1241.
11. Шевелев Я.В., Клименко А.В. Оптимизация развития системы отраслей, последовательно перерабатывающих сырье. — Экономика и математические методы, 1982, т. 18, вып. 2, с. 266—277.
12. Шевелев Я.В., Клименко А.В. Оптимизация развития топливной базы ядерной энергетики на основе простых моделей. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1982, вып. 5(27), с. 12—14.

Статья поступила в редакцию
13 августа 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 65—72.

ПОСЛЕДСТВИЯ ПОСТУПЛЕНИЯ ВОДОРОДА
В ЗАЩИТНУЮ ОБОЛОЧКУ АЭС С ВВЭР-1000
ПРИ АВАРИИ С ПЛАВЛЕНИЕМ АКТИВНОЙ ЗОНЫ

М.А. Будаев, Н.В. Зубарева

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, 123182, Москва

Приводятся результаты расчета распределения водорода и воздуха и расчетные оценки роста давления и температуры при воспламенении водорода под защитной оболочкой АЭС с ВВЭР-1000 при аварии с плавлением активной зоны.

CONSEQUENCES OF HYDROGEN ENTERING INTO CONTAINMENT OF NUCLEAR POWER PLANT WITH WWER-1000 DURING CORE MELTDOWN ACCIDENTS. M.A. BUDAEV, N.V. ZUBAREVA. Calculation results of hydrogen and air distribution and estimations of pressure and temperature growth during hydrogen combustion in containment of nuclear power plant with WWER-1000 during core meltdown accidents are presented.

Защитная оболочка атомной электростанции (АЭС) является последним барьером на пути выхода активности за пределы АЭС при аварии. Водород, образующийся на АЭС во время ряда аварий, поступает в защитную оболочку и при достижении пожароопасных концентраций может воспламениться. Рост давления и температуры при воспламенении водорода представляет серьезную опасность для целостности и герметичности защитной оболочки. Сама возможность воспламенения водорода определяется соотношением концентраций водорода, воздуха и водяного пара, находящихся под защитной оболочкой во время аварий. В данной работе рассматривается распределение водорода и воздуха под защитной оболочкой АЭС с ВВЭР-1000 при аварии с плавлением активной зоны и приводятся оценки роста давления и температуры при воспламенении водорода.

Для определения распределения компонентов парогазовой среды под защитной оболочкой АЭС с ВВЭР-1000 использовалась программа PROBL [1]. Она позволяет проводить расчет распределения водорода и других компонентов парогазовой среды в локализирующих помещениях АЭС, используя следующую математическую модель.

Все помещения делятся на ряд объемов, связанных между собой проходками. В общем случае в каждом объеме находится смесь пара, воздуха, водорода и мелкодисперсной влаги (капель). Считается, что эта смесь гомогенна и термодинамически равновесна. На полу и стенах объемов может находиться конденсат воды, температура которого отличается от температуры парогазовой смеси. Перетечки среды из объема в объем происходят под действием разности давлений между объемами и гравитационных сил в объемах. Учитывается теплообмен с конструкциями и их прогрев. Может быть учтена работа систем безопасности, таких, как спринклеры и барботеры. В процессе расчета концентрации парогазовой среды сравниваются с пожароопасными пределами и при их достижении может произойти воспламенение водорода, что приводит к соот-

ветствующему росту давления и температуры. Для расчета роста давления и температуры используется эмпирическая модель горения водорода с учетом неполного сгорания водорода при его концентрациях 4—10 об. % [2].

Расчет распределения водорода и воздуха был проведен для аварии, исходным событием которой является разрыв главного циркуляционного трубопровода Ду850, сопровождающийся отказом САОЗ и спринклеров. В силу значительных неопределенностей относительно количества и скорости образования водорода и его выхода в помещения АЭС была проведена серия вариантных расчетов. Рассмотренные варианты отличались между собой количеством образующегося водорода, скоростью выхода водорода под защитную оболочку и местом выхода водорода. Количество образующегося водорода задавалось долей имеющегося в активной зоне циркония, вступающего в реакцию с паром. При расчетах помещения под защитной оболочкой АЭС с ВВЭР-1000 моделировались системой объемов, представленной на рис. 1. На этом рисунке V_1 и V_2 — боксы парогенераторов; V_3 — половина кори-

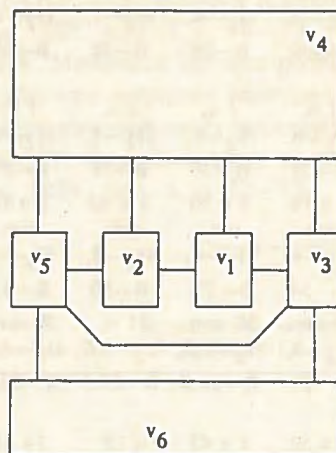


Рис. 1. Расчетная схема, моделирующая помещения под защитной оболочкой АЭС с ВВЭР-1000

доров на отметках 19,34 и 25,7, примыкающая к боксу парогенераторов V_1 ; V_4 — объем, объединяющий помещение отметки обслуживания реакторного отделения, помещение верхнего блока, шахту мокрой перегрузки ВКУ, бассейн выдержки и перегрузки, помещение компенсатора объема, помещение теплообменников продувки-подпитки первого контура; V_5 — вторая половина коридоров на отметках 25,7 и 19,34, примыкающая к боксу парогенераторов V_2 (включая помещения с вентиляторами, емкостями САОЗ и электродвигателями ГЦН); V_6 — все помещения, расположенные под отметкой 19,34 (на отметке 13,2).

Характеристики вариантов, для которых были проведены расчеты, представлены в табл. 1. Для всех рассмотренных вариантов истечение теплоносителя происходило в боксе парогенераторов V_1 .

Таблица 1. Характеристики рассмотренных вариантов расчета (место поступления водорода — V_1)

Вариант	Доля прореагировавшего Zr, %	Массовая скорость поступления водорода, кг/с
1	30	0,2
2	75	0,2
3	100	0,2
4	30	$6 \cdot 10^{-2}$
5	100	2
6*)	100	0,2

*) Место поступления водорода — V_4 .

Таблица 2. Время, за которое достигаются пожароопасные пределы в объемах расчетной схемы для рассмотренных вариантов, и значения концентрации (об.%) водорода и воздуха (В) в этот момент

Вариант	V_1	V_2	V_3	V_4	V_5	V_6
1	3 ч 10 мин, H_2-4 , В-55	3 ч, H_2-4 , В-55,5	2 ч 30 мин, H_2-4 , В-53	3 ч 40 мин, H_2-4 , В-49	2 ч 30 мин, H_2-4 , В-55	> 5 ч
2	40 мин, $H_2-8,5$, В-36,5	1 ч, H_2-6 , В-39	1 ч, H_2-6 , В-39	1 ч, H_2-7 , В-38	1 ч, H_2-6 , В-39	3 ч 30 мин, H_2-4 , В-71
3	40 мин, $H_2-8,5$, В-36,5	1 ч, H_2-6 , В-39	1 ч, H_2-6 , В-39	1 ч, H_2-7 , В-38	1 ч, H_2-6 , В-39	2 ч, H_2-4 , В-61
4	3 ч 30 мин, H_2-4 , В-53	3 ч 10 мин, H_2-4 , В-54	2 ч 50 мин, H_2-4 , В-53	3 ч 40 мин, H_2-4 , В-50	3 ч 10 мин, H_2-4 , В-51	> 5 ч
5	40 мин, H_2-8 , В-37	35 мин, H_2-8 , В-37	30 мин, $H_2-8,5$, В-36,5	1 ч, $H_2-9,5$, В-35,5	30 мин, $H_2-8,5$, В-36,5	1 ч 15 мин, H_2-4 , В-54
6	> 5 ч	4 ч 30 мин, H_2-4 , В-62	1 ч 45 мин, H_2-4 , В-48	2 ч 15 мин, $H_2-12,5$, В-32,5	1 ч 35 мин, H_2-4 , В-48	> 5 ч

Для вариантов 1—5 кривые изменения концентраций водорода и воздуха имеют аналогичный характер. Отличия заключаются только в значениях концентрации и моментах времени их достижения. Для варианта 6 характер изменения концентраций водорода и воздуха качественно другой.

Кривые изменения концентрации водорода и воздуха для варианта 3 приведены на рис. 2,а, а для варианта 6 — на рис. 2,б. В табл. 2 приведены времена

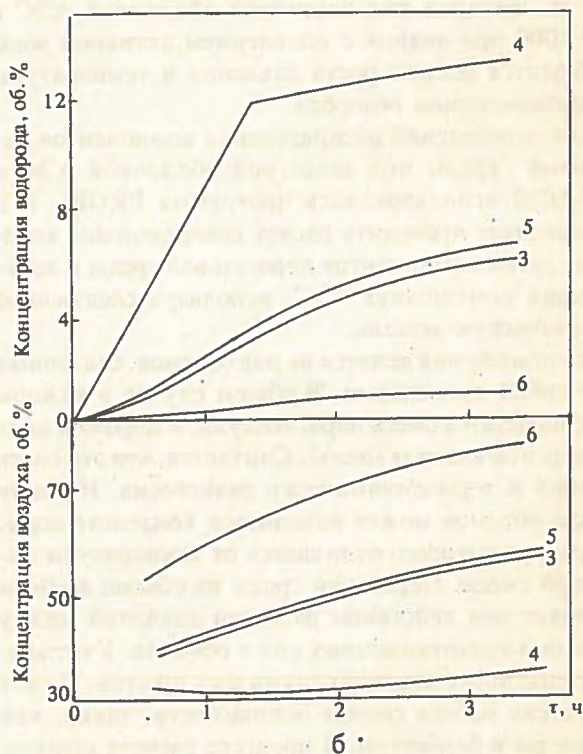
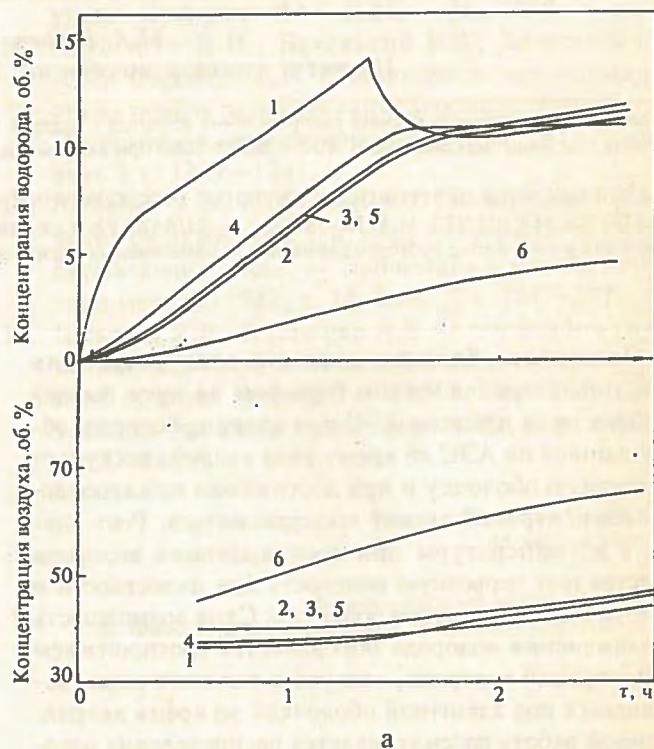


Рис. 2. Изменение концентрации водорода и воздуха под защитной оболочкой АЭС с ВВЭР-1000 для варианта 3 (а) и варианта 6 (б). Номера кривых соответствуют номерам объемов на рис. 1.

Т а б л и ц а 3. Максимальные значения давления и температуры при воспламенении водорода для рассмотренных вариантов

Вариант	Давление, МПа						Температура, К					
	V ₁	V ₂	V ₃	V ₄	V ₅	V ₆	V ₁	V ₂	V ₃	V ₄	V ₅	V ₆
1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2	0,78	0,54	0,54	0,64	0,54	—	1190	800	800	950	800	—
3	0,78	0,54	0,54	0,64	0,54	—	1190	800	800	950	800	—
4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
5	0,78	0,77	0,84	0,84	0,84	—	1060	1030	1120	1190	1120	—
6	—	—	—	0,92	—	—	—	—	—	1450	—	—

достижения пожароопасных концентраций и сами значения этих концентраций (водорода и воздуха) в помещении под защитной оболочкой АЭС с ВВЭР-1000 для рассмотренных вариантов расчета.

Следует отметить, что в проведенных вариантных расчетах принималось, что к атмосфере защитной оболочки подводится тепло только за счет истечения теплоносителя и выхода водорода, а практически все остаточное энерговыделение идет на разогрев активной зоны и внутрикорпусных устройств. Результаты этих расчетов нельзя распространять на длительное время после начала аварии с плавлением активной зоны, так как в этих авариях может произойти проплавление корпуса реактора и выход расплава за его пределы, что приведет к появлению в защитной оболочке дополнительного источника тепла. Поэтому рассмотрение достижения пожароопасных концентраций условно ограничено 5 ч с момента начала аварии.

На основе данных табл. 2 можно сделать следующие выводы:

1. Пожароопасные концентрации, как правило, достигаются в первую очередь в тех помещениях, куда поступает водород, и в помещениях, находящихся на одном с ними уровне.

2. Следующими по времени достижения пожароопасных концентраций являются, как правило, помещения, расположенные выше места поступления водорода.

3. Возможны ситуации, когда пожароопасные концентрации достигаются достаточно быстро (иногда и в первую очередь) в помещениях, расположенных ниже места поступления водорода. Это может быть в том случае, когда пар, образующийся при истечении теплоносителя, и поступающий водород вытесняют воздух из верхних помещений в нижние. Поэтому в верхних помещениях концентрация водорода превышает пожароопасные пределы, но воздуха там недостаточно. В нижних помещениях наоборот высока концентрация воздуха, но недостаточно водорода. Скорость нарастания концентрации водорода в нижних помещениях может оказаться выше, чем скорость нарастания концентрации воздуха в верхних.

Однако следует отметить, что даже при достижении пожароопасных концентраций в зависимости от конкретных значений концентрации водорода и воздуха, рост давления и температуры при воспламенении водорода будет различным. Поэтому достижение пожароопасных концентраций еще не означает, что воспламенение водорода приведет к разрушению защитной оболочки. В частности, в том случае, когда концентрация водорода равна 4 об.%, а воздуха больше 41 об.%, считается, что возникла пожароопасная ситуация, однако в рамках используемой модели сгорания водорода [2], роста давления и температуры при воспламенении здесь не будет.

Значения максимума давления и температуры при воспламенении водорода для начальных условий, приведенных в табл. 2, представлены в табл. 3. Проверки соответствуют отсутствию роста давления и температуры.

Следует отметить, что приведенные значения давления и температуры получены при использовании модели мгновенного, адиабатического сгорания водорода [2], т.е. являются консервативной оценкой. В действительности значения этих величин должны быть ниже.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Будаев М.А. Методика расчета распространения водорода в помещениях атомных станций при авариях. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 2, с. 74—77.
2. Будаев М.А. Методика оценки роста давления и температуры при сгорании водорода в локализирующих помещениях атомных станций во время аварий. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1988, вып. 4, с. 72—75.

Статья поступила в редакцию
4 декабря 1989 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 73—75.

УДК 621.039.51.12

КОМПЛЕКСНЫЕ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА ЗАЩИТЫ ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ

А.А. Дубинин, Ю.А. Кураченко, В.М. Левченко, А.П. Пышко
Физико-энергетический институт, 249020, Обнинск

Проанализирована проблема оптимального построения комплексных вычислительных схем решения задач физики защиты. Совместное использование методик, реализующих различные модели прохождения излучений, позволяет получать результаты с требуемой точностью при доступных затратах на выполнение вычислений. Приводятся примеры решения конкретных задач посредством цепочки вычислений с применением модификаций метода сферических гармоник и алгоритмов решения кинетических уравнений.

COMPLEX METHODS FOR SHIELD CALCULATIONS. A.A. DUBININ, Yu.A. KURACHENKO, V.M. LEVCHENKO, A.P. PYSHKO. The problem of the optimum designing of the numerical complex schemes for the shield calculation is analyzed. It is showed, that joint use of the different radiation transport models allows to get demanded precision results with acceptable calculation expenditures. The examples of the different calculation chains applied to the solution of concrete shield problem are given.

Посредством комбинирования различных методик решения уравнения переноса излучения (УП), каждая из которых применяется в ситуациях, для которых она максимально эффективна, можно резко сократить объем вычислений, необходимых для расчета характеристик защиты [1—4].

Общие принципы построения комплексных методик можно уяснить из рассмотрения односкоростного УП, в решении которого сосредоточены все вычислительные трудности:

$$\begin{aligned} \bar{\Omega} \nabla \varphi^q(r, \bar{\Omega}) + \Sigma_s^q(r) \varphi^q(r, \bar{\Omega}) = \\ = \int_{\bar{\Omega}'} d\bar{\Omega}' \Sigma_s^{q \rightarrow q}(r, \cos \chi) \varphi^q(r, \bar{\Omega}') + F_v^q(r, \bar{\Omega}), \quad (1) \\ \varphi^q(r, \bar{\Omega}) = G_s^q(r, \bar{\Omega}); \end{aligned}$$

Здесь

$$F^q(r, \bar{\Omega}) = \sum_{p=1}^{q-1} \int_{\bar{\Omega}'} d\bar{\Omega}' \Sigma_s^{p \rightarrow q}(r, \cos \chi) \varphi^p(r, \bar{\Omega}') + G_v^q(r, \bar{\Omega}),$$

$G_s^q(r, \bar{\Omega})$ — поверхностный и $G_v^q(r, \bar{\Omega})$ — объемный источники; остальные обозначения общеприняты.

Представим решение УП в виде ряда по столкновениям (индексы, указывающие номера групп, опущены):

$$\varphi(r, \bar{\Omega}) = \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n(r, \bar{\Omega}) = \sum_{n=1}^N \varphi_n(r, \bar{\Omega}) + \sum_{n=N+1}^{\infty} \varphi_n(r, \bar{\Omega}). \quad (2)$$

Предлагается вклад первых N столкновений в плотность потока рассчитывать с использованием метода последовательных столкновений, а остальные члены ряда получать посредством решения задачи переноса частиц от источников

$$q_v(r, \bar{\Omega}) = \int_{\bar{\Omega}'} d\bar{\Omega}' \Sigma_s(r, \bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega}) \varphi_{n=N}(r, \bar{\Omega}') \quad (3)$$

по одной из приближенных методик, например по методике “выведение + P_1 -приближение” метода сферических гармоник (МСГ). Рассматривая N как параметр, можно предложить непрерывный ряд методик от кинетической до диффузионной. Такой подход устраняет разрыв между приближенными методами расчета и “точными” численными методами решения УП и позволяет подобрать оптимальную методику решения конкретной задачи (или класса задач) в зависимости от ее особенностей и требований к точности результатов. Основным принципом формирования оптимальных расчетных цепочек должно быть максимальное использование сильных сторон каждой из методик в конкретных условиях. Отметим, что предложенный подход позволяет досчитывать остаток ряда (2) не только в P_n -приближении, но и в P_{∞} -приближении [1] с оценкой высших моментов по решению $\varphi_N(r, \bar{\Omega})$, получаемому для последнего учитываемого столкновения. Как показывают расчеты (см., например, [1, 2]), применение $P_{1\infty}$ -приближения вместо P_1 резко повышает точность результатов даже при использовании простейших аппроксимаций высших моментов решения, “внешних” для данной задачи; оценка же высших моментов по распределению плотности последнего учитываемого столкновения в цепочке вычислений должна быть еще эффективнее.

Конкретная структура цепочки МПС $_N$ + МСГ при фиксированных требованиях на точность зависит от типа частиц (нейтроны или фотоны) и от принятого группового энергетического представления, т.е., вообще говоря, от отношения $\Sigma_s^{q \rightarrow q} / \Sigma_t^q$. Чем меньше эта величина, тем меньшее количество столкновений следует учитывать. Таким образом, переход к более детальному групповому представлению смещает акцент на применение более “дешевых” алгоритмов МСГ.

Увеличение числа групп в расчете может, конечно, уменьшить получаемый выигрыш, но для большинства задач эффект должен оставаться положительным.

Уменьшение ширины группы при увеличении их количества расширяет сферу применимости в комплексных алгоритмах многогруппового варианта методики "рассеяние прямо вперед" (МПРВ). Сущность МПРВ сводится к замене группового полного сечения Σ_i^q на групповое сечение увода $\Sigma_{ув}^q = \Sigma_i^q - \Sigma_s^{q \rightarrow q}$. Ясно, что методика МПРВ тем точнее, чем ближе к единице значение среднего косинуса угла рассеяния $\bar{\mu}^{q \rightarrow q}$.

Итак, предлагается комплексный подход, включающий МПС_N, метод "выведения" (МВ), P₁-приближение МСГ (P₁), P₁-приближение с учетом вторых моментов (P_{1∞}) и МПРВ. Рассмотрим и кратко проанализируем некоторые возможные комбинации методик.

$$\begin{aligned}
 & G_{\nu}^{q \leq 7}(r, \bar{\Omega}) \rightarrow \text{МПРВ} \rightarrow \varphi^{q \leq 7}(r, \bar{\Omega}) \\
 & \left\{ G^{q=8+10}(r, \bar{\Omega}) + J^{p \leq 7 \rightarrow q=8+10}(r, \bar{\Omega}) \right\} \rightarrow \text{МПС}_{N=3} + P_1 \rightarrow \left\{ \varphi_{n \leq 3}^{q=8+10}(r, \bar{\Omega}) + \varphi_{l=0,1}^{q=8+10}(r, \bar{\Omega}) \right\} \\
 & \left\{ G^{q \geq 11}(r, \bar{\Omega}) + J^{p \leq 7 \rightarrow q \geq 11}(r, \bar{\Omega}) + J^{p=8+10 \rightarrow q \geq 11}(r, \bar{\Omega}) \right\} \rightarrow P_1 \rightarrow \varphi_{l=0,1}^{q \geq 11}(r) \quad (4)
 \end{aligned}$$

1. МПС_N — универсальный подход, обеспечивающий решение при $N \rightarrow \infty$ с любой заданной степенью точности. Максимально эффективен при решении задачи переноса высокоэнергетических фотонов и быстрых нейтронов в водородсодержащих средах (учет двух-трех столкновений обеспечивает до 70% плотности потока на глубине до 20—30 длин свободного пробега).

2. МПС_N + МВ_{n > N} + P₁ — а) при $N < 0$ переходит в методику "выведение + P₁", широко применяемую для оперативных оценок и оптимизации; б) при $N = 0$ (выделение нерассеянной компоненты) — "улучшенная" методика "выведение + P₁"; в) при $N = 3$ гарантирует высокое качество расчетов быстрых и промежуточных нейтронов для всех материалов, а также фотонов во всем диапазоне энергии.

3. МПС_N + P₁ — упрощенный вариант методики 2; при $N < 0$ малопригоден. При $N = 3$ — улучшенный вариант методики 1 (МПС₃).

4. МПС_N + P_{1∞} — а) при $N = 0$ (внесение в коэффициенты P₁-уравнений поправки, полученной по нерассеянной компоненте) завышает оценку быстрых нейтронов и фотонов на больших глубинах; б) при $N > 1$ существенно точнее методики 1 (МПС₁).

5. МПРВ — надежный и экономный метод расчета для фотонов с $E_{\gamma} > 1$ МэВ (15-групповая система констант) и быстрых нейтронов в водородсодержащих и, возможно, других легких средах при достаточно большом количестве групп; совершенно непригоден для расчета промежуточных нейтронов и низкоэнергетических фотонов.

6. МПС_N + МПРВ — при $N \geq 0$ является улучшенным вариантом методики 5; при $N = 3$ позволит

получать надежные результаты для фотонов во всем диапазоне энергии и для быстрых нейтронов (для всех материалов защиты).

Методики 2—4 обеспечивают получение интегральных по углу характеристик решения; при возникновении потребности в угловых характеристиках в ходе расчета нижележащих групп привлекается методика МПОСТ, по нулевому и первому моментам восстанавливающая дифференциальную плотность потока частиц.

Предложенные методики позволяют формировать различные цепочки для расчета пространственно-энергетического и углового распределения излучений. Например, можно ожидать хорошей точности при небольших затратах при расчете поля фотонов (15-групповая система констант) по следующей цепочке:

Здесь $G_{\nu}^{q}(r, \bar{\Omega})$ — заданная групповая плотность источника фотонов; $J^{p=p_1 \div p_2 \rightarrow q=q_1 \div q_2}(r, \bar{\Omega})$ — часть интеграла рассеяния, определяющая суммарный приход фотонов в любую группу q из диапазона $q_1 - q_2$ при рассеянии во всех группах p из диапазона $p_1 - p_2$. Остальные переходы между группами учитываются алгоритмами МПРВ, МПС_{N=3} + P₁ и P₁. Так, при расчете плотности потоков 7-й группы по алгоритму МПРВ источники имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 Q^7(r, \bar{\Omega}) &= G_{\nu}^7(r, \bar{\Omega}) + \\
 &+ \sum_{p=1}^6 \int d\bar{\Omega}' \Sigma_s^{p \rightarrow 7}(r, \bar{\Omega}' \rightarrow \bar{\Omega}) \varphi^p(r, \bar{\Omega}'). \quad (5)
 \end{aligned}$$

Предложенная схема (5) при необходимости может быть дополнена модулем МПОСТ для расчета по моментам $\varphi_{n=0,1}^{q=8+10}(r)$ и $\varphi_{l=0,1}^{q \geq 11}(r)$ угловых распределений фотонов в заданных пространственных узлах.

Программная реализация некоторых из предложенных выше вычислительных схем, а также результаты решения конкретных задач переноса описаны в работах [1—5]. В таблице для иллюстрации приведем данные, демонстрирующие возможности комплексных схем при расчете прохождения высокоэнергетических фотонов. Толщины слоев железа и воды соответствуют 20 длинам свободного пробега при $E_0 = 8$ МэВ (85,7 и 823,7 см соответственно). В нижней строке таблицы приведены значения потоков энергии Φ_E на внешних поверхностях. Значение в скобках для 10-й группы получено по комбинации (МПС₅ + P₁)¹⁻¹⁰; во всех остальных группах значения, полученные по этой комбинации, совпадают с точными.

Отношения групповых значений плотностей потоков (% , методики 2—4 и 6—8) к их точным значениям (отн.ед., методики 1, 5) на внешних поверхностях плоских слоев железа и воды

Номер энергетической группы	Диапазон энергии, МэВ	Номер комбинации методик							
		1	2	3	4	5	6	7	8
		Железо				Вода			
1	9-7	3,73	99	106	106	4,91	97	108	108
2	7-5,5	3,39	96	107	107	3,12	95	110	110
3	5,5-4,5	2,85	96	106	106	2,06	95	110	110
4	4,5-3,5	3,61	95	107	107	2,14	95	111	111
5	3,5-2,5	4,58	94	108	98	2,37	94	108	110
6	2,5-1,75	4,60	91	109	96	2,20	94	108	111
7	1,75-1,25	4,10	89	110	95	1,92	94	107	111
8	1,25-0,75	5,76	85	112	97	2,71	94	106	114
9	0,75-0,35	7,10	90	122	101	3,27	96	109	125
10	0,35-0,15	4,31	94	145	105	2,37 (2,39)	99	116	174

Φ_E , отн.ед. 120 114 129 124 97,4 93,0 106 107

Примечание: 1 — МПС P_1^{1-10} ("точное" решение); 2 — $(MPC_2 + P_1)^{1-5} + (MPC_1 + P_1)^6 + P_1^{7-10}$; 3 — МПРВ $1-10$; 4 — МПРВ $1-4 + (MPC_1 + P_1)^{5-9} + P_1^{7-10}$ (для железа); 5 — $(MPC_{10} + P_1)^{1-4} + (MPC_{15} + P_1)^{5-7} + (MPC_{25} + P_1)^8 + (MPC_{50} + P_1)^9 + (MPC_{75} + P_1)^{10}$ ("точное" решение); 6 — $(MPC_2 + P_1)^{1-10}$; 7 — МПРВ $1-4 + (MPC_2 + P_1)^{5-10}$; 8 — МПРВ $1-10$ (для воды).

Список литературы

1. Дубинин А.А., Кураченко Ю.А. Оптимальные вычислительные схемы решения многогрупповой задачи о прохождении фотонов. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1987, вып. 8, с. 32—38.
2. Дубинин А.А., Кураченко Ю.А. Эффективные модификации P_n -приближения для комплексных вычислительных схем решения задач защиты от излучений: Препринт ФЭИ-1967. — Обнинск, 1989.
3. Дубинин А.А., Кураченко Ю.А. Эффективные модификации метода последовательных столкновений в задачах о прохождении гамма-излучения. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1986, вып. 4, с. 21—23.
4. Левченко В.М. Метод последовательных столкновений в задачах приближенного расчета двумерных защит от излучений. — В кн.: Тез. Докл. 3-й Всесоюз. науч. конф. по защите от ионизирующих излучений ядернотехнических установок (Тбилиси, 27—29 октября 1981 г.). — Тбилиси: ИПМ ТГУ, с. 30.
5. Дубинин А.А., Кураченко Ю.А. Исследование применимости метода последовательных столкновений в задачах о прохождении гамма-излучения: Препринт ФЭИ-1596. — Обнинск, 1984.

Статья поступила в редакцию
5 июля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 76—78.

УДК 621.039.51.12

РАСЧЕТНЫЕ СХЕМЫ МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ ОРДИНАТ ЧЕТВЕРТОГО ПОРЯДКА ДЛЯ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ОДНОМЕРНЫХ ГЕОМЕТРИЯХ

Э.А. Стумбур, З.Н. Милютина, Г.Я. Румянцев
Физико-энергетический институт, 249020, г. Обнинск

Предложены схемы четвертого порядка для расчета методом дискретных ординат переноса нейтронов в трех одномерных геометриях. Приводятся результаты применения схем для тестовых расчетов размножающих сферических систем.

ONE-DIMENSIONAL 4-ORDER CALCULATION SCHEMES FOR DISCRETE ORDINATES TRANSPORT EQUATION. E.A. STUMBUR, Z.N. MILIUTINA, G.Ya. RUMIANTSEV. There are one-dimensional 4-order calculation schemes for discrete ordinates neutron transport equation developed. Productivity of method is demonstrated on some test results for multiplying spherical systems.

ВВЕДЕНИЕ

Метод дискретных ординат (МДО) довольно широко применяется для расчета переноса нейтронов и γ -квантов в реакторах и радиационной защите [1—3]. При этом, однако, почти все традиционные расчетные схемы строятся на предположении линейной зависи-

мости потоков $\varphi(r, \mu)$ в каждой расчетной ячейке $[r_-, r_+; \mu_-, \mu_+]$ (при одномерных задачах) от угловой переменной μ и от координат r . Это в ряде случаев ведет к получению отрицательных потоков или к физически неоправданным осцилляциям полного потока. Вместе с тем такие схемы ограничивают точность рас-

чета до $0(w^2)$ и до $0(\Delta^2)$, где: $w = \mu_+ - \mu_-$ и $\Delta = r_+ - r_-$. Введение в линейные формы "весовых" множителей и другие альтернативные схемы (см. работы [4—6] и др.) не решают полностью этих проблем. Для зависимости $\varphi(r, \mu)$ от μ вряд ли целесообразно применение нелинейных аппроксимаций, а снижение погрешности по w может быть достигнуто просто повышением порядка S_n -приближения. Наоборот, пространственная связь потоков на границах ячейки φ_- и φ_+ не может хорошо аппроксимироваться линейной функцией и без учета влияния источников. Это уже очевидно из простого соотношения для плоской геометрии $\varphi_+ - \varphi_- + (\sigma\Delta/\mu)\langle\varphi\rangle = (\Delta/\mu)\langle S\rangle$, где усредненные значения источника $\langle S\rangle$ и потока $\langle\varphi\rangle$ отнюдь не равны их величинам при $(r_- + r_+)/2$.

В данной работе предлагается возможность построения нового вида расчетных схем МДО, сохраняющих неотрицательность потоков и повышающих точность расчета их в ячейке не хуже чем до $0(\Delta^4)$. В основе этого подхода полагается квадратичная аппроксимация функций от координат, с сохранением линейной зависимости по угловой переменной μ . Все рассмотрение ведется в рамках односкоростной теории, но без особых сложностей может быть распространено и на многогрупповые задачи.

1. ПЛОСКАЯ ГЕОМЕТРИЯ

В случае плоской геометрии достаточно аппроксимации пространственной зависимости источников в форме [7]

$$S^m(x) = S_-^m + \frac{2}{\Delta} \left[3\langle S^m \rangle - 2S_-^m - S_+^m \right] (x - x_-) + \frac{3}{\Delta^2} \left[S_-^m + S_+^m - 2\langle S^m \rangle \right] (x - x_-)^2, \quad (1)$$

где S_-^m и S_+^m — значения источников на границах ячейки при угловой переменной μ_m , а $\langle S^m \rangle$ — значение, усредненное по ячейке. Уже это обеспечивает точность расчета потоков до $0(\Delta^5)$ [8]. Выбор формы (1), в отличие от аналогичных подходов работ [6, 8], не приводит к разрывам потоков (и источников в однородных зонах). Это обеспечивает положительность решений и отсутствие осцилляций. Расчет потоков производится на основе решения двух систем линейных уравнений вида

$$\varphi_+^m = \varphi_-^m e^{-\varepsilon_m} + \frac{1}{\sigma} \left[S_+^m F_m - S_-^m G_m + \langle S^m \rangle H_m \right]. \quad (2)$$

Здесь F_m , G_m и H_m — некоторые простые функции параметра $\varepsilon_m = \sigma\Delta/|\mu_m|$ (где σ — полное макросечение в ячейке), аналитически приведенные в [7]. При этом показана устойчивая сходимости итерационного процесса по источникам для всех сред, имеющих $c = (v\sigma_f + \sigma_s)/\sigma < 2$. Алгоритм данной расчетной схемы

был реализован в программе для БЭСМ-6, и на ее основе были решены тестовые задачи для критической пластины, теста Рида (см. [2]), а также многогрупповая задача расчета нейтронных потоков при прохождении через многослойную защитную композицию, поставленная в [3]. Для ускорения итерационного процесса начальное распределение источников бралось из предварительного расчета в P_1 -приближении, а в многогрупповых задачах еще применялось межитерационное ускорение модифицированным способом расчета в $2P_0$ -приближении работы [9]. В целом число итераций и процессорное время оказалось втрое меньшим, чем по ДИОР и РОЗ-6.3 [3] (при той же точности) [7] и др.

2. КРИВОЛИНЕЙНЫЕ ОДНОМЕРНЫЕ ГЕОМЕТРИИ

Для сферической геометрии при линейной зависимости потоков от μ с применением квадратуры Симпсона для функций от координат на основе интегроинтерполяционного метода [10] из дивергентной формы уравнения переноса получаем конечно-разностное уравнение вида

$$\begin{aligned} & \varphi_+ \left[3\bar{\mu}r_+^2 + \frac{\gamma_+}{w} \Delta r_+ + \frac{\sigma\Delta}{2} r_+^2 \right] + \\ & + \varphi_- \left[-3\bar{\mu}r_-^2 + \frac{\gamma_-}{w} \Delta r_- + \frac{\sigma\Delta}{2} r_-^2 \right] + \\ & + 4\varphi \left[\frac{\gamma_+}{w} \Delta \bar{r} + \frac{\sigma\Delta}{2} \bar{r}^2 \right] - \Delta \left(\frac{\gamma_+ + \gamma_-}{2w} \right) \left[\varphi_+^- r_+ + 4\varphi^- \bar{r} + \varphi_-^- r_- \right] = \\ & = \frac{\Delta}{2} \left[r_+^2 S(r_+, \bar{\mu}) + 4\bar{r}^2 S(\bar{r}, \bar{\mu}) + r_-^2 S(r_-, \bar{\mu}) \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь у потоков нижние индексы отражают координатные узлы: r_- , r_+ , а верхние узлы — μ_{\pm} . (Для средних точек интервалов \bar{r} и $\bar{\mu}$ эти индексы не прощаются). Величины γ_{\pm} означают: $\gamma_+ = 1 - \mu_+^2$ и $\gamma_- = 1 - \mu_-^2$.

Уравнение (3) имеет точность до малости $0(\Delta^5)$ и $0(w^2)$. Его решение может быть получено "послойно": на основе потоков φ_+^- , φ^- , φ_-^- , рассчитанных при μ_- , а также источников $S(r, \bar{\mu})$, найденных из предыдущей итерации. При этом, однако, надо исключить одну из величин: φ_+ , φ_- или φ . Для этого строится "дополнительное" уравнение:

$$\varphi_+ + \varphi_- = 2\varphi + \frac{\Delta^2}{4} \left(\frac{d^2 \varphi(r, \bar{\mu})}{dr^2} \right) \Big|_{\bar{r}} + 0(\Delta^4). \quad (4)$$

В пределах каждой отдельной ячейки $[r_-, r_+; \mu_-, \mu_+]$ поток $\varphi(r, \mu)$ представим в форме

$$\varphi(r, \mu) = f(r) + (\mu - \bar{\mu})k(r). \quad (5)$$

Здесь функции $f(r) = \varphi(r, \bar{\mu})$ и $k(r) = \partial\varphi/\partial\mu$, естественно, свои для каждой ячейки, но с требованием непрерывности на границах r_- и r_+ (для данного диапазона $[\mu_-, \mu_+]$).

Подстановка (5) в уравнение переноса приводит к соотношению

$$\bar{\mu}r \frac{df}{dr} + \bar{\gamma}k + \sigma r f = rS(r, \bar{\mu}), \quad (6)$$

где $\bar{\gamma} \equiv 1 - \bar{\mu}^2$. Дифференцируя его по r и полагая $r = \bar{r} \neq 0$, найдем значение второй производной, входящей в (4). Для этого заменяем $df/dr|_{\bar{r}}$ и $dk/dr|_{\bar{r}}$ их разностными формами с точностью до $O(\Delta^2)$, а сами значения $k(r)$ представим через потоки в узловых точках: $k(r_+) = 2(\varphi_+ - \varphi_-)/w$; $k(r_-) = 2(\varphi_- - \varphi_+)/w$. В итоге из (4) получаем "дополнительное" уравнение в явном виде

$$2\varphi \left(1 - \xi \frac{\Delta}{2r}\right) = \varphi_+ \left(1 + \frac{\Delta}{4r} + \xi + \eta\right) + \varphi_- \left(1 - \frac{\Delta}{4r} - \xi - \eta\right) - \eta\varphi_+^+ + \eta\varphi_-^- - \frac{\Delta}{4\bar{\mu}r} \left[\bar{r}(S_+ - S_-) + \Delta\bar{S}\right], \quad (7)$$

где $\xi \equiv \sigma\Delta/4\bar{\mu}$ и $\eta \equiv \bar{\gamma}\Delta/2\bar{\mu}r\bar{w}$. Уравнение (7) является точным до $O(\Delta^4)$ и $O(w^2)$. При $\Delta \rightarrow 0$ оно примет традиционную форму: $2\varphi = \varphi_+ + \varphi_-$. Но для $\Delta \neq 0$ связь потоков φ , φ_+ и φ_- опосредствуется еще учетом потоков φ_+^+ , φ_-^- , а также источников: $S_+ \equiv S(r_+, \bar{\mu})$; $S_- \equiv S(r_-, \bar{\mu})$; $\bar{S} \equiv S(\bar{r}, \bar{\mu})$. Такая структура уравнения (7) вместе с (3) в состоянии дать решение в ячейке с точностью до $O(\Delta^4)$. Положительность получаемых потоков обуславливается положительностью коэффициентов при φ_+ (для $\bar{\mu} > 0$) и при φ_- (для $\bar{\mu} < 0$) наряду с таким же свойством в (3). Коэффициент при φ в (7) будет неотрицательным, если для первой ячейки (где $\bar{r}_1 = \Delta_1/2$) соблюдено условие $\sigma\Delta_1 < 2w$, которое существенно ослабляется с возрастанием \bar{r} . Расчет величин φ , φ_+ и φ_- по (3) и (7) дает значения потоков φ^+ , φ_+^+ и φ_-^+ по общим соотношениям: $2\varphi_+ = \varphi_+^+ + \varphi_+^-$ и т.д. Как обычно, расчет начинают с вычисления $\varphi(r-1)$ (см. [2, 9, 11]) и продолжают, двигаясь по возрастанию $\bar{\mu}_m$. Величины $\varphi(0, \mu < 0)$ по принципу симметрии дают исходные потоки $\varphi(0, \mu > 0)$, что обеспечивает расчет $\varphi(r, \mu > 0)$ на основе аналогов уравнений (3) и (7).

Задачи в одномерной цилиндрической геометрии могут быть сведены к решению серии задач в сферической геометрии, если нейтронный поток $\varphi(r, \mu, \xi)$, зависящий от угловых переменных μ и ξ , дискретизировать по дополнительной угловой переменной ξ (равной косинусу угла в аксиальной плоскости, в отличие от обычных [9, 11] обозначений) для некоторого множества значений $\{\xi_j\}$, т.е. положить $\varphi(r, \mu, \xi_j) = \varphi^j(r, \mu)$. Тогда для $\varphi^j(r, \mu)$ уравнение переноса принимает вид, эквивалентный для сферических геометрий лишь с заменой полного сечения $\sigma(r)$ и функции источника, поделенными на $\sqrt{1 - \xi_j^2}$. Выбор

дискретных значений ξ_j и μ_m , как обычно, производится на основе приравнивания парциальных областей телесного угла [2, 9, 11].

3. АПРОБИРОВАНИЕ ПРЕДЛОЖЕННЫХ РАСЧЕТНЫХ СХЕМ МДО

Поскольку схема для плоской геометрии уже ранее была апробирована (см. разд. 1), а задачи в цилиндрической геометрии сводятся к сферическим (см. разд. 2), то здесь приводятся результаты расчетов только для некоторых задач в случае сферической геометрии. В качестве первых проб были сделаны расчеты для простейших критических систем. Наряду с известными тестами по МДО [2, 3, 12] использовались и реперные ("бенч-марк") результаты, полученные другими более прецизионными способами [13, 14]. В соответствии с имеющимися данными расчеты проводились в односкоростном приближении с изотропным рассеянием. Критические сферы различались размножающими свойствами активных зон (представленными через параметр c), как для "голых" сфер, так и для сфер, имеющих непоглощающие отражатели толщиной в два пробега (при равенстве пробегов с зоной). Для всех вариантов размножающая зона делилась на 10 равных ячеек, при наличии отражателя последний разбивался на четыре пространственные ячейки. Расчеты проводились в S_{16} -приближении. Сходимость итераций доводилась до 10^{-5} . Полученные значения $K_{эф}$ и полные потоки в различных точках по радиусу (для голых систем) приводятся в таблице, где для потоков (нормированных на единицу в центре) выбраны значения на $1/2$ критрадиуса и на границе; даны их отличия от тестовых [13] значений. Величины $K_{эф}$, как видно, всюду несколько превышают тестовое значение $K_{эф} = 1$. Такое явление заметно и в предшествующих работах [2, 12] для расчетов в МДО сферических систем, но его интерпретация пока еще не дана.

$c = \frac{w\sigma_f + \sigma_s}{\sigma}$	$\sigma R_{a.3}$ [12-14]	Наличие отражателя	$K_{эф}$ (данная работа)	Полный поток (% отличия от [13])	
				$r = R_{a.3}/2$	$r = R_{a.3}$
1,02	12,0275	-	1,00102	0,67048 (0,076%)	0,00660 (0,39%)
1,02	10,3369	+	1,00105	-	-
1,10	4,8727	-	1,00115	0,70981 (0,19%)	0,10510 (0,22%)
1,10	3,7803	+	1,00126	-	-
1,20	3,1721	-	1,00115	0,73140 (0,026%)	0,14467 (0,035%)
1,20	2,4019	+	1,00138	-	-
1,40	1,9853	-	1,00110	0,75727 (0,20%)	0,19291 (0,36%)
1,40	1,5072	+	1,00148	-	-
2,00	0,9906	-	1,0016	0,78765 (0,25%)	0,25879 (0,52%)
2,00	0,7900	+	1,0046	-	-

Расчет каждого такого отдельного варианта по программе, реализующей алгоритм расчетной схемы, описанной в разд. 2, на БЭСМ-6 занимает не более одной минуты процессорного времени.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Sanchez R., McCormick N.J. A Review of Neutron Transport Approximations. — Nucl. Sci. Eng., 1982, vol. 80, № 4, p. 481.
2. Басс Л.П., Волощенко А.М., Гермогенова Т.А. Методы дискретных ординат в задачах о переносе нейтронов: Препринт ИПМ АН СССР. — М., 1986; Численное решение уравнения переноса в одномерных геометриях. — В кн.: Сб. науч. тр. ИПМ АН СССР/Под ред. Т.А. Гермогеновой. — М.: ИПМ АН СССР, 1981.
3. Волощенко А.М., Дубинин А.А. РОЗ-6.3—программа для решения уравнения переноса нейтронов и гамма-квантов в одномерных геометриях методом дискретных ординат. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1984, вып. 6, с. 30.
4. Barbucci P., Di Pasquantonio F. Exponential Supplement Equation for S_N -methods. The One-Dimensional Case. — Nucl. Sci. Eng., 1977, vol. 63, p. 17.
5. Басс Л.П., Гермогенова Т.А., Гончаров А.Н., Хмылев А.Н. Метод дискретных ординат в осесимметричных задачах: Препринт ИПМ АН СССР № 83. — М., 1985.
6. Гермогенова Т.А., Волощенко А.М. К развитию метода дискретных ординат. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 5, с. 57.
7. Милютин З.Н., Миронович Ю.Н., Стумбур Э.А. Усовершенствование расчетных схем метода дискретных ординат для решения задач переноса нейтронов. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 9, с. 6.
8. Lee S.M., Vaidjanathan R. Comparison of the Order Approximations in Several Spatial Differences Schemes for Discrete Ordinates Equation in Plane Geometry. — Nucl. Sci. Eng., 1980, vol. 76, № 1, p. 1.
9. Миронович Ю.Н., Николайшвили Ш.С. Численный алгоритм расчета одномерных ядерных реакторов в S_N -приближении. — В кн.: Вопросы физики ядерных реакторов: Тр. ФЭИ. Вып. 1, Обнинск, 1968, с. 217.
10. Самарский А.А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1984.
11. Карлсон Б., Латроп К. Теория переноса. Методы дискретных ординат. — В кн.: Вычислительные методы в физике реакторов. — М.: Атомиздат, 1982, с. 102—157.
12. Карлсон Б., Белл Дж. Решение транспортного уравнения S_N -методом. — В кн.: Физика ядерных реакторов. — М.: ГУИАЭ, 1959, с. 408.
13. Kaper H.G. et al. Benchmark Values for the Slabs and Spheres Critic Problems in one Group Transport. — Nucl. Sci. Eng., 1974, vol. 54, № 1, p. 94.
14. Aronson R. Critical Problems for Bare and Reflected Slabs and Spheres. — Nucl. Sci. Eng., 1984, vol. 86, № 2, p. 150.

Статья поступила в редакцию
5 июля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 78—81.

ЭФФЕКТИВНЫЕ МОДИФИКАЦИИ P_n -ПРИБЛИЖЕНИЯ В КОМБИНИРОВАННЫХ СХЕМАХ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК ЗАЩИТЫ ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ

Ю.А. Кураченко

Физико-энергетический институт, 249020, Обнинск

Исследована сходимость P_n -приближения метода сферических гармоник ($n = 1 + 3$). Показана высокая эффективность $P_{n\infty}$ -приближения, опирающегося на априорную информацию о решении или использующего простейшие пробные функции. Рассмотрены вычислительные схемы, включающие алгоритмы $P_{n\infty}$ -приближения в сочетании с алгоритмами решения кинетического уравнения переноса. Приведены численные результаты, иллюстрирующие эффективность использования комбинированных схем расчета характеристик защиты от излучений.

THE EFFECTIVE MODIFICATIONS OF THE P_n -METHOD IN THE COMPOUND SCHEMES FOR SHIELD CALCULATIONS. Yu.A. KURACHENKO. The convergence of P_n -method ($n = 1 + 3$) is researched. The high efficiency of the $P_{n\infty}$ -approximation based on the a priori information about problem solution or simplest trial functions is showed. The compound schemes including the $P_{n\infty}$ -approximation and more precise algorithms of transport equation solving are considered. The numerical results illustrating these schemes efficiency for the shield characteristic calculations are presented.

В данной работе изложен подход, позволяющий резко повысить эффективность вычислений по комплексным расчетным методикам, объединяющим метод последовательных столкновений (МПС) и низшие приближения метода сферических гармоник (МСГ) [1—3], посредством увеличения точности расчета основных функционалов потока по МСГ.

Запишем систему односкоростных уравнений МСГ в плоской одномерной геометрии для однородной среды:

$$n \frac{d\varphi_{n-1}(x)}{dx} + (n+1) \frac{d\varphi_{n+1}(x)}{dx} + (2n+1)\Sigma_n \varphi_n(x) = (2n+1)q_n(x), \quad (1)$$

где $n = 0, 1, \dots$ — индекс, указывающий номер гармоники; φ_n — n -й момент решения; $\Sigma_n \equiv \Sigma - \Sigma_{sn}$, Σ — полное сечение взаимодействия, Σ_{sn} — n -й момент сечения рассеяния; q_n — n -й момент источника.

Получим из системы (1) уравнения для $n = 0, 1, 2, 3$, положив для простоты $q_n = 0$ (источник может быть учтен граничными условиями):

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi_1(x)}{dx} + \Sigma_0 \varphi_0(x) &= 0, \\ \frac{1}{3} \frac{d\varphi_0(x)}{dx} + \Sigma_1 \varphi_1(x) + \frac{2}{3} \frac{d\varphi_2}{dx} &= 0, \\ \frac{2}{5} \frac{d\varphi_1(x)}{dx} + \Sigma_2 \varphi_2(x) + \frac{3}{5} \frac{d\varphi_3}{dx} &= 0, \\ \frac{3}{7} \frac{d\varphi_2(x)}{dx} + \Sigma_3 \varphi_3(x) + \frac{4}{7} \frac{d\varphi_4}{dx} &= 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Рассмотрим сначала первые два уравнения системы (2). При известной производной второго момента они позволяют получить точные значения потока φ_0 и тока φ_1 излучения. Оставаясь в рамках P_1 -прибли-

жения МСГ, можно повысить надежность получаемых значений φ_0 и φ_1 простейшей оценкой φ_2 , например, по нерассеянной компоненте φ_r :

$$\tilde{\varphi}_2 = \int_{-1}^1 d\mu P_2(\mu) \varphi_r(x, \mu). \quad (3)$$

Член с производной $d\tilde{\varphi}_2(x)/dx$ включается в источник. В альтернативных оценках этот член включается в левую часть уравнения. Здесь возможны три варианта (выпишем только второе уравнение системы):

$$1. \frac{1}{3} \frac{d\varphi_0(x)}{dx} + \Sigma_1 \varphi_1(x) + \alpha(x) \varphi_0(x) = 0; \quad (4)$$

$$\alpha(x) = \frac{2}{3} \frac{d\tilde{\varphi}_2}{dx} \tilde{\varphi}_0^{-1}(x).$$

$$2. \frac{1}{3} [1 + \alpha(x)] \frac{d\varphi_0}{dx} + \Sigma_1 \varphi_1(x) = 0; \quad (5)$$

$$\alpha(x) = 2 \frac{d\tilde{\varphi}_2(x)/dx}{d\varphi_0(x)/dx}.$$

$$3. \frac{1}{3} \frac{d\varphi_0(x)}{dx} + \Sigma_1 [1 + \alpha(x)] \varphi_1(x) = 0; \quad (6)$$

$$\alpha(x) = \frac{2}{3} \frac{d\tilde{\varphi}_2(x)}{dx} \left[\Sigma_1 \tilde{\varphi}_1(x) \right]^{-1}.$$

Оценки (4)—(6) предпочтительнее (3), поскольку в коэффициенты $\alpha(x)$ входят отношения оцениваемых величин. Отметим, что оценки (5), (6) могут быть легко реализованы в рамках вычислительных схем для решения P_1 -уравнений.

Методики $P_{n\infty}$, учитывающие оценку обычно отбрасываемых в P_n -приближении членов, позволяют повысить точность расчета моментов решения. Рассмотрим методику $P_{1\infty}$ с оценкой типа (5). Зададимся

пробной функцией $\tilde{\varphi}(\mu) \sim \Sigma_s(\mu)$, откуда $\alpha = 2\Sigma_{s2}/\Sigma_{s0}$.
Запишем второе уравнение P_1 -системы:

$$\frac{d\varphi_0(x)}{dx} + \beta \Sigma_1 \varphi_1(x) = 0; \quad \beta^2 = \frac{3}{1 + \alpha} = \frac{3}{1 + 2\Sigma_{s2}/\Sigma_{s0}}. \quad (7)$$

Решение P_1 -системы выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \varphi_0(x) &= A \exp(-\beta \sqrt{\Sigma_0 \Sigma_1} x); \quad \varphi_1(x) = \frac{1}{\beta \sqrt{\Sigma_0 \Sigma_1}} \varphi_0(x); \\ \varphi_2(x) &= \left(\frac{3}{2\beta} - \frac{1}{2} \right) \varphi_0(x), \end{aligned} \quad (8)$$

где постоянная A определяется из граничных условий. В этом случае $1 \leq \beta \leq \sqrt{3}$, причем нижней грани интервала соответствует максимальная анизотропия потока, верхней грани — минимальная.

Возможно сужение диапазона изменения β посредством переноса априорного предположения о поведении моментов искомой функции со второго на более высокие моменты. Пусть

$$\frac{d\varphi_3(x)}{dx} = \frac{\Sigma_{s3}}{\Sigma_{s2}} \frac{d\varphi_1(x)}{dx},$$

тогда из третьего уравнения системы (2) получим

$$\begin{aligned} \varphi_2(x) &= \frac{(2 + 3\Sigma_{s3}/\Sigma_{s1})\Sigma_{s0}}{5\Sigma_2}; \\ \alpha &= 2 \frac{d\varphi_2}{dx} / \frac{d\varphi_0}{dx} = \frac{2}{5} (2 + 3\Sigma_{s3}/\Sigma_{s1}) \frac{\Sigma_0}{\Sigma_2}, \end{aligned} \quad (9)$$

а коэффициент β определим из выражения

$$\beta^2 = \frac{3}{1 + \alpha} = \frac{15\Sigma_2}{5\Sigma_2 + 2(2 + 3\Sigma_{s3}/\Sigma_{s1})\Sigma_0}. \quad (10)$$

Можно показать, что решение (8) с коэффициентом β в форме (10) эквивалентно решению системы уравнений $P_{2\infty}$ -приближения, т.е. системы, включающей два первых уравнения из (2) и третье уравнение

$$\frac{2 + \alpha}{5} \frac{d\varphi_1(x)}{dx} + \Sigma_2 \varphi_2(x) = 0, \quad (11)$$

где

$$\alpha = 3 \frac{d\varphi_3(x)}{dx} / \frac{d\varphi_1(x)}{dx} = 3 \frac{\Sigma_{s3}}{\Sigma_{s1}}.$$

Диапазон изменения β в рассмотренном случае таков:

$$\left(\frac{15}{5\Sigma_2 + 10\Sigma_0} \right)^{\frac{1}{2}} = \beta_{\min} \leq \beta \leq \beta_{\max} = \left(\frac{15}{5\Sigma_2 + 4\Sigma_0} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (12)$$

Для различных ситуаций можно сделать следующую оценку диапазона β :

$$\text{если } \Sigma_0 = \Sigma_2, \text{ то } 1 = \beta_{\min} \leq \beta \leq \beta_{\max} = 1,291;$$

$$\text{если } \Sigma_0 \ll \Sigma_2, \text{ то } \beta_{\min} = \beta_{\max} = \sqrt{3} \text{ (диффузионное приближение)} \quad (13);$$

$$\text{если } \Sigma_0 = \frac{1}{2}\Sigma_2, \text{ то } 1,225 = \beta_{\min} \leq \beta \leq \beta_{\max} = 1,464.$$

Следующий шаг на пути обеспечения слабой зависимости значений искомой функции от априорных предположений — переход к решению системы $P_{2\infty}$ -приближения, образуемой первыми двумя уравнениями системы (2) и уравнением (11). Первые три момента решения $P_{2\infty}$ -системы уже есть (см. (8)), запишем выражение для $\varphi_3(x)$:

$$\varphi_3(x) = \left[\frac{5}{3} \frac{\Sigma_2}{\sqrt{\Sigma_0 \Sigma_1}} \left(\frac{3}{2\beta} - \frac{1}{2} \right) - \frac{2}{3\beta} \left(\frac{\Sigma_0}{\Sigma_1} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \varphi_0(x). \quad (14)$$

Для сужения диапазона изменения β используем четвертое уравнение системы (2) и предположим, что

$$\frac{d\varphi_4(x)}{dx} = \frac{\Sigma_{s4}}{\Sigma_{s2}} \frac{d\varphi_2(x)}{dx}.$$

Отсюда

$$\varphi_3(x) = - \frac{1}{7\Sigma_3} (3 + 4\Sigma_{s4}/\Sigma_{s2}) \frac{d\varphi_2}{dx}, \quad (15)$$

и третье уравнение системы (2) принимает вид

$$\frac{2}{5} \frac{d\varphi_1(x)}{dx} + \Sigma_2 \varphi_2(x) - \frac{3}{35\Sigma_3} (3 + 4\Sigma_{s4}/\Sigma_{s2}) \frac{d^2\varphi_2}{dx^2} = 0. \quad (16)$$

Решение системы, образованной первыми двумя уравнениями из (2) и уравнением (16), для φ_0 , φ_1 , φ_2 (см. (8)) и φ_3 (см. (14)) дополняется выражением для $\varphi_4(x)$:

$$\begin{aligned} \varphi_4(x) &= \left\{ \frac{7}{4\beta^2} \frac{\Sigma_3}{\Sigma_0 \Sigma_1} \left[\frac{5}{2} \left(\frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{3} \right) \Sigma_2 - \frac{2}{3} \Sigma_0 \right] - \right. \\ &\quad \left. - \frac{3}{4} \left(\frac{3}{2\beta^2} - \frac{1}{2} \right) \right\} \varphi_0(x). \end{aligned} \quad (17)$$

Для β получается довольно громоздкое выражение (см. [4]). Можно показать, что использование решения в виде (8), (14) и (17) и соответствующего выражения для β эквивалентно решению уравнения переноса в $P_{3\infty}$ -приближении, т.е. системы, образованной первыми тремя уравнениями из (2) и четвертым уравнением

$$\frac{3 + \alpha}{7} \frac{d\varphi_2(x)}{dx} + \Sigma_3 \varphi_3(x) = 0. \quad (18)$$

Здесь

$$\alpha = 4 \frac{d\varphi_4(x)}{dx} / \frac{d\varphi_2(x)}{dx} = 4 \frac{\Sigma_{s4}}{\Sigma_{s2}}.$$

Анализ выражения для β в данном случае (см. [4]) показывает, что диапазон изменения β составляет 1—1,161, т.е. решение становится относительно слабо зависящим от гипотезы о четвертом моменте искомой функции.

Проведенное рассмотрение дает основание предполагать, что $P_{1\infty}$ -приближение с использованием гипотезы

$$\frac{d\varphi_2(x)}{dx} = \frac{\Sigma_{s2}}{\Sigma_{s0}} \frac{d\varphi_0(x)}{dx}$$

и тем более $P_{1\infty}$ -приближение с привлечением гипотезы

$$\frac{d\varphi_3(x)}{dx} = \frac{\sum_{s3} d\varphi_1(x)}{\sum_{s1} dx}$$

позволит в цепочке МПС_N + P_1 при учете 1—2 столкновений получать решения с приемлемой точностью.

Проиллюстрируем некоторые изложенные положения результатами расчетов. В таблице приводятся данные, относящиеся к решению задачи о переносе фотонов с энергией ~ 1 МэВ в плоском слое воды толщиной 351,25 см (25 длин свободного пробега при $E_0 = 1$ МэВ), облучаемом мононаправленным пучком частиц. Результаты использования комбинированных методик представлены в виде функционалов на внешней поверхности слоя.

Отношения групповых значений плотностей потоков (% , столбцы 2—7) к их точным значениям (отн.ед., столбец 1) на внешней поверхности слоя; значения потока энергии фотонов Φ_E , а также величины затрат машинного времени t_i на решение задачи по различным комбинациям методик

Номер энергетической группы	Диапазон энергии, МэВ	Номер комбинации методик *)						
		1	2	3	4	5	6	7
1	1,25—0,75	4,70	23	60	87	101	237	102
2	0,75—0,35	8,91	21	60	86	75	157	83
3	0,35—0,15	17,4	22	62	87	78	159	84
4	0,15—0,08	26,5	23	63	88	78	154	84
5	0,08—0,04	43,7	24	64	88	78	150	84
Φ_E , отн.ед		19,6	4,41	12,1	17,1	16,2	34,1	17,2
t_i/t_4 , $i = 1 + 7$		10	0,2	0,6	1	0,2	0,2	0,2

*) 1 — МПС₅₀⁻⁵ ("точное решение"); 2 — (МПС₁ + P_1)¹⁻⁵; 3 — (МПС₃ + P_1)¹⁻⁵; 4 — (МПС₅ + P_1)¹⁻⁵; 5 — (МПС₁ + P_{1s})¹⁻⁵; 6 — (МПС₁ + $P_{1\psi}$); 7 — (МПС₁ + P_{1s})¹ + (МПС₁ + $P_{1\psi}$)²⁻⁵. Верхние индексы указывают номера энергетических групп; нижние индексы у наименований методик МПС соответствуют количеству учитываемых столкновений.

В таблице приведены данные как для традиционных P_1 -методик, так и для комбинаций с методикой $P_{1\infty}$ с двумя типами пробной функции:

а) методика P_{1s} использует гипотезу

$$\frac{d\varphi \frac{1}{2}(x)/dx}{d\varphi \frac{1}{0}(x)/dx} = \frac{dS \frac{1}{12}(x)/dx}{dS \frac{1}{10}(x)/dx},$$

где $S \frac{1}{10}(x)$ и $S \frac{1}{12}(x)$ — полученные по методике МПС нулевой и второй моменты интеграла рассеяния для однократно столкнувшихся частиц, j — номер энергетической группы;

б) методика $P_{1\psi}$ использует гипотезу

$$\frac{d\varphi \frac{1}{2}(x)/dx}{d\varphi \frac{1}{0}(x)/dx} = \frac{d\Psi \frac{1}{12}(x)/dx}{d\Psi \frac{1}{10}(x)/dx},$$

где $\Psi \frac{1}{10}(x)$ и $\Psi \frac{1}{12}(x)$ — полученные по методике МПС нулевой и второй моменты дифференциального потока частиц, претерпевших однократное соударение.

Итак, оценка высших моментов решения в методике $P_{1\infty}$, выполненная с помощью доступных пробных функций (которые получают "побочно" в итерациях по столкновениям), позволяет достаточно просто реализовать весьма эффективную цепочку вычислений на базе существующих комплексных алгоритмов решения задач расчета защиты.

Список литературы

1. Дубинин А.А., Кураченко Ю.А. Исследование применимости метода последовательных столкновений в задачах о прохождении гамма-излучения: Препринт ФЭИ-1596. — Обнинск, 1984.
2. Дубинин А.А., Кураченко Ю.А. Эффективные алгоритмы расчета характеристик полей гамма-излучения в радиационных защитах: Препринт ФЭИ-1658. — Обнинск, 1985.
3. Дубинин А.А., Кураченко Ю.А. Эффективные модификации метода последовательных столкновений в задачах о прохождении гамма-излучения. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1986, вып. 4, с. 21—23.
4. Дубинин А.А., Кураченко Ю.А. Эффективные модификации P_n -приближения для комплексных вычислительных схем решения задач защиты от излучений: Препринт ФЭИ-1967. — Обнинск, 1989.

Статья поступила в редакцию
5 июля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 82—84.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ SP_L -МЕТОДА ДЛЯ РАСЧЕТОВ ЗАЩИТЫ

В.П. Жарков, А.Н. Киселев, М.Е. Нетеча

Научно-исследовательский и конструкторский институт энерготехники, 107113, Москва

В статье описывается алгоритм SP_L -метода и даются примеры его использования. Полученные данные сравниваются с результатами расчетов по программе DOT-III, метода выведения — диффузии и экспериментальными результатами. Расчеты проводились с использованием нескольких библиотек многогрупповых констант.

THE USAGE OF SP_L -METHOD FOR SHIELDING CALCULATIONS. V.P. ZHARKOV, A.N. KISELEV, M.E. NETECHA. The paper is concerned with description and usage SP_L method for shielding calculations. The results of this method have been compared with its DOT-III code, method removal — diffusion and experimental results. The calculation results have been made on the basis of some libraries of multigroup constants.

Основное предположение, лежащее в основе упрощенного метода сферических гармоник (SP_L -метода), состоит в допущении, что система P_L -уравнений для плоской одномерной геометрии верна для любой другой. Система P_L -уравнений в многогрупповом приближении для плоской геометрии выглядит следующим образом [1]:

$$(L+1) \frac{\partial \varphi_{L+1}^q}{\partial x} + L \frac{\partial \varphi_{L-1}^q}{\partial x} + (2L+1) \cdot \Sigma_L^q \cdot \varphi_L^q = \\ = (2L+1) \cdot \sum_{q'=1}^q \Sigma_{SL}^{q' \rightarrow q} \cdot \varphi_{L'}^{q'} + (2L+1) \cdot S_L^q, \quad (1)$$

где

$$\varphi_L^q(x) = 2\pi \int_{E_q}^{E_{q-1}} \int \varphi(x, \mu, E) \cdot P_L(\mu) dE d\mu, \\ S_L^q(x) = 2\pi \int_{E_q}^{E_{q-1}} \int S(x, \mu, E) \cdot P_L(\mu) d\mu dE, \\ \Sigma_{SL}^{q' \rightarrow q} = \int_{E_q}^{E_{q'-1}} \varphi_L(x, E) \int_{E_q}^{E_{q-1}} \Sigma_L(E' \rightarrow E, x) dE dE' / \Phi_L^q, \\ \Phi_L^q = \int_{E_{q-1}}^{E_q} \varphi_L^q(E) dE \text{ и } \Sigma_L^q \equiv \Sigma_{tot}^q - \Sigma_{SL}^{q \rightarrow q}.$$

Обобщение на любую другую геометрию состоит в замене производных оператором ∇ :

$$(L+1) \cdot \nabla \varphi_{L+1}^q + L \cdot \nabla \varphi_{L-1}^q + (2L+1) \cdot \Sigma_L^q \cdot \varphi_L^q = \\ = (2L+1) \cdot \sum_{q'=1}^q \Sigma_{SL}^{q' \rightarrow q} \varphi_{L'}^{q'} + (2L+1) \cdot S_L^q \quad (2)$$

и утверждении, что такая форма верна для любой геометрии. Оказывается, что эта эффективная схема обладает точностью (особенно для описания пространственного распределения скалярного потока), сравнимой с точным P_L -приближением.

Этот факт был отмечен еще в 50-е годы [2], но затем SP_L -метод был незаслуженно забыт, очевидно,

потому, что решение системы уравнений требовало все более мелкой сетки для более высоких порядков угловых моментов.

Ситуация, однако, меняется, если попытаться перейти от системы дифференциальных уравнений первого порядка к системе меньшей размерности уравнений второго порядка [3]. Такой переход можно осуществить, исключая нечетные гармоники, производя замену

$$F_0 = \varphi_0 + 2\varphi_1, \\ F_1 = \varphi_2, \quad (3)$$

например, для P_3 -приближения. Тогда из системы четырех уравнений получаем систему двух уравнений диффузионного типа:

$$-\nabla \left[\nabla F_0 / 3 \Sigma_1^q \right] + \Sigma_1^q F_0 = 2 \Sigma_1^q F_1 + Q_1^q - \nabla Q_1^q / \Sigma_1^q, \\ -\nabla \left[3 \nabla F_1 / 7 \Sigma_2^q \right] + \left[5 \Sigma_2^q / 3 + 4 \Sigma_1^q / 3 \right] F_1 = \\ = \Sigma_1^q F_0 / 3 - 2 Q_2^q / 3 + \frac{5}{3} Q_1^q - 8 Q_2^q / \Sigma_2^q. \quad (4)$$

Поскольку в выражение для Q_i входят групповые потоки предыдущих групп, и правую часть (4) можно представить через решение на предыдущем итерационном шаге, то система (4) будет разрешима после постановки соответствующих граничных условий. Целесообразно здесь сохранить принятую в теории диффузии форму граничных условий: непрерывность F_k и $D_k \nabla F_k$ на границах раздела, условия отражения $\nabla F_k = 0$ и истечения в вакуум:

$$\int_0^1 \varphi(0, \mu) \mu^{\Sigma_{j+1}} d\mu = \Phi_1, \quad (5)$$

где обычно $\Phi_1 = 0$ на внешней границе.

Подставляя разложение $\varphi(0, \mu)$ через полиномы Лежандра и подключая нечетные гармоники, окончательно приходим к системе алгебраических уравнений для гармоник на внешней границе.

Изложенный выше алгоритм в $X-Y$ и $R-Z$ -геометриях был внедрен в программную среду

Скорость реакции $^{237}\text{Np}(n, f)$ в композиции из титана (1/с)

Метод расчета	Библиотека (группы)	Толщина слоя титана, см						
		0	10,0	18,8	34,7	55,4	76	95,8
DOT-III	18	9,70-15	5,60-15	3,10-15	1,20-15	4,50-16	1,70-16	1,00-16
	19	8,60-15	5,00-15	2,50-15	1,30-15	2,60-16	8,50-17	3,60-17
	40	8,80-15	5,10-15	2,80-15	1,00-15	3,60-16	1,33-16	6,70-17
	42	1,00-14	6,00-15	3,40-15	1,90-15	4,90-16	1,80-16	1,00-16
	67	8,20-15	4,50-15	2,20-15	6,60-16	1,50-16	3,60-17	1,00-17
АТИКА								
SP ₃	18	9,00-15	5,45-15	3,20-15	1,30-16	4,20-16	1,40-16	4,10-17
	19	8,10-15	4,56-15	2,30-15	7,70-16	2,00-16	5,80-17	1,30-17
	40	7,00-15	4,02-15	2,30-15	8,70-16	2,60-16	9,00-17	2,70-17
	67	6,40-15	3,60-15	1,62-15	4,70-16	1,02-16	2,40-17	6,00-18
Rem—dif	REM1—DIF1	1,00-14	5,54-15	3,01-15	9,37-16	2,10-16	6,72-17	1,90-17
Эксперимент		9,70-15	6,10-15	2,50-15	6,90-16	1,74-16	4,40-17	1,25-17

Мощность дозы γ -излучения в композиции из титана (мкР/с)

Метод расчета	Библиотека (группы)	Толщина слоя титана, см						
		0	10,0	18,8	34,7	55,4	76,0	95,8
DOT-III	18	2,60+8	4,60+7	1,13+7	1,14+6	1,00+5	2,60+4	1,37+4
	19	3,80+8	5,20+7	1,05+7	1,08+6	8,50+4	2,50+4	1,30+4
	40	4,30+8	6,40+7	1,30+7	1,10+6	1,00+5	2,70+4	1,40+4
	42	3,01+8	4,40+7	9,60+6	8,50+5	9,40+4	3,00+4	1,60+4
	67	4,00+8	6,50+7	1,30+7	1,00+6	1,00+5	3,60+4	1,40+4
АТИКА								
SP ₃	18	2,30+8	4,00+7	9,80+6	8,50+5	1,00+5	2,40+4	7,50+3
	19	4,03+8	4,24+7	6,80+6	4,50+5	6,00+4	2,30+4	7,00+3
	40	3,07+8	4,50+7	8,90+6	7,54+5	6,20+4	1,95+4	6,50+3
	67	4,17+8	5,50+7	1,10+7	9,50+5	8,00+4	2,20+4	7,55+3
Эксперимент		2,80+8	4,50+7	8,00+6	7,00+5	8,00+4	2,30+4	7,50+3

Скорость реакции $^{115}\text{In}(n, n')$ в композиции из железа $\times 10^{24}$ (1/с)

Метод расчета	Библиотека (группы)	Поверхность ба-ка реактора	Толщина слоя из железа, (см)						
			0	5	13,25	21,6	38,25	53,27	84
DOT-III	40	5,79+9	9,45+8	6,15+8	1,93+8	5,81+7	6,56+6	1,26+6	8,6+4
	67	5,45+9	9,52+8	4,93+8	1,46+8	4,32+7	3,8+6	5,5+5	1,6+4
АТИКА									
SP ₃	18	6,96+6	1,05+9	5,4+8	1,6+8	5,3+7	5,65+6	9,2+5	3,4+4
	19	6,70+9	1,02+9	5,56+8	1,7+8	5,6+7	6,4+6	1,1+5	4,7+4
	40	6,05+9	8,74+8	4,6+8	1,4+8	4,3+7	4,64+6	8,2+5	4,2+4
	67	5,92+9	8,01+8	4,1+8	1,1+8	3,7+7	2,8+6	4,16+5	1,2+4
Rem—dif	REM1—DIF1	7,39+9	9,98+8	4,61+8	1,6+8	5,05+7	5,4+6	8,5+5	4,1+4
	REM2—DIF2	6,83+9	8,3+8	3,60+8	8,1+7	2,98+7	3,1+6	4,4+5	1,6+4
Эксперимент		8,05+9	1,18+9	5,68+8	1,08+8	3,19+7	5,2+6	8,93+5	5,0+4

АТИКА [4] (от SP₁ до SP₅ включительно). Использовалась балансная пятиточечная разностная аппроксимация, и решение алгебраической системы производилось с помощью метода переменных направлений, реализованного в качестве одного из модулей АТИКА. Для получения решения SP_L-метода в среду АТИКА было необходимо адаптировать соответствующую библиотеку констант в P_L-приближении. Сейчас константный блок АТИКА содержит три библиотеки такого рода:

- библиотека CASK-40 (20n + 18γ-групп), P₃-приближение;
 - 18 групповая библиотека (12n + 6γ-групп), P₃-приближение для нейтронов и P₅-приближение для γ-квантов.
 - 42 групповая библиотека (23n + 19γ-групп), P₃-приближение для нейтронов и P₅-приближение для γ-квантов.
- Кроме того, программа может использовать любую библиотеку в формате ANISN (DOT-III).

Решение происходит последовательно по группам, причем совершенно одинаково для нейронов и γ -квантов. Увеличение порядка приближения не приводит к линейному росту времени счета — оказывается, что уравнения для более высоких гармоник считаются быстрее, причем тем быстрее, чем выше порядок приближения. Тестирование и верификация SP_L -метода, основанного на достаточно сильных предположениях, проводились путем сравнения с результатами базовых и макетных экспериментов [5]. В качестве расчетного эталона использовались результаты расчета по одной из версий программы DOT (3; 3,5; 4,2), причем SP_L -метод и DOT использовали одну и ту же систему констант для данного варианта. Таким образом, сравнение методов проводилось в "чистом" виде: использовались одни и те же константы и экспериментальные тесты.

Кроме названных методов в сравнениях участвовал еще метод выведения — диффузии с библиотекой REM1 — DIF1, реализованный также в программе АТИКА.

В таблицах приведены результаты сравнений для базовых экспериментов на титане, железе и воде [5] с использованием пяти библиотек констант (кроме названных, использовалась также проблемно-ориентированная библиотека с двумя наборами: 19 и 67 групп). Как видно из приведенных результатов, метод дискретных ординат (МДО, программа DOT) не обнаруживает какого-либо превосходства в точности (в смысле близости к эксперименту) по сравнению с SP_L -методом. Оба метода показывают сходные вариации результатов при различных типах используемых систем констант и близкие значения не только функционалов, но и групповых потоков. Эти примеры и примерно двухлетний опыт параллельных расчетов по SP_L -методу и МДО показывают, что различия в нейтронных групповых потоках обычно невелики, но для γ -квантов различия более заметны, особенно в тех ситуациях, где имеется явно выделенный канал натекания излучения и МДО, обычно, обнаруживает нестабильность счета (потеря сходимости при заданной точности или отрицательные скалярные потоки).

Что касается метода выведения — диффузии, то он обнаруживает более заметные отклонения, чем указанные методы, но в то же время в среднем дает стабильные результаты. Оценки счетной эффективности, определяемой как

$$V = \frac{1}{\sigma^2 \cdot T}, \quad (6)$$

где

$$\sigma^2 = \sum_{i=1}^N \frac{A_i^{\text{э}} - A_i^{\text{р}}}{A_i^{\text{э}}}$$

$A_i^{\text{э}}$ и $A_i^{\text{р}}$ — экспериментальное и расчетное значение функционалов; T — полное процессорное время, показывает, что приближенные методы АТИКИ обнаруживают значительно более высокие значения V . Так, SP_3 -метод имеет в 3—11 раз, а метод выведения — диффузии — 2—5 раз более высокие значения счетной эффективности, чем МДО. Таким образом, можно говорить о конкурентоспособности приближенных методов и целесообразности их на этапе многовариантного режима начальной стадии проектирования.

Вместе с тем надо отметить одно обстоятельство: не делалось никаких попыток оптимизировать расчет вариантов программой DOT-III, и выбор S_8P_5 -приближения и сетки в 3000—4000 узлов диктовался необходимостью уложиться в 1—2 ч процессорного времени на ЕС-1066. Следовательно, речь идет не о каких-либо слабостях МДО, а только ограниченных возможностях метода, поставленного в жесткие временные рамки.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
2. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1961.
3. Smith K.S. Multidimensional model transport using the simplified PL method. — Transactions ANS, 1986, vol. 52, p. 427.
4. Веселкин А.П. и др. Программа двумерного расчета полей нейтронов и γ -квантов в защите реактора. — РБЗС, 1986, № 11, с. 56—63.
5. Веселкин А.П. и др. Базовый эксперимент для разработки программ расчета защиты. — РБЗС, 1981, № 6, с. 156.

Статья поступила в редакцию
5 июля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 85—87.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ХАРАКТЕРИСТИК В СЛОЖНОЙ ГЕОМЕТРИИ (MCCG-СХЕМА) ДЛЯ РАСЧЕТОВ ЗАЩИТЫ ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

И.Р. Суслов

Физико-энергетический институт, 249020, Обнинск

Представлено обобщение CDD-метода ускорения итераций по столкновениям на случай нерегулярной геометрии для MCCG-схемы (метод характеристик в сложной геометрии). Численные результаты показали эффективность предложенного метода для тестовых задач расчета защиты быстрого энергетического реактора. Приведены численные результаты, показывающие возможности метода для решения защитных задач в сложных геометрических областях.

METHOD OF CHARACTERISTICS IN COMPLEX GEOMETRY FOR SHIELDING CALCULATIONS. I.R. SUSLOV. The generalisation of consistent diffusion differencing method originated by Khalil and extended to unregular geometry for acceleration inner iterations in method of characteristics in complex geometry is given. Numerical results for LMFBR-shielding benchmark problem and LMFBR shielding calculation in complex geometry are presented to demonstrate possibility of MCCG-scheme in geometry description and effectiveness of acceleration method.

В работе J.R. Askew [1] была предложена разностная схема решения уравнения переноса, обладающая большой гибкостью в описании геометрии расчетной области. Согласно этой схеме после применения метода дискретных ординат для перехода от интегродифференциального уравнения к системе уравнений в частных производных

$$(\Omega_i, \text{grad})\Psi(r, \Omega_i) + \sum_r \Psi(r, \Omega_i) = S(r, \Omega_i), \quad (1)$$

$$\Psi(r, \Omega_i) = \Psi^-; \quad i = \overline{1, I}$$

вся расчетная область покрывается (для каждого Ω_i своей) системой траекторий (характеристик) — лучей, параллельных вектору Ω_i и для каждого луча решается уравнение переноса, принимающее в этом случае вид, совпадающий с геометрией плоского слоя. Необходимые для дальнейшего итерационного процесса функционалы (средний интегральный по ячейке поток и т.д.) вычисляются затем суммированием [1, 2].

Основанная на этом методе программа MCCG (Method of Characteristics in Complex Geometry) [3] оказалась весьма эффективной для расчета гетероген-

ных композиций в быстрых реакторах в сложной нерегулярной двумерной геометрии [4, 5].

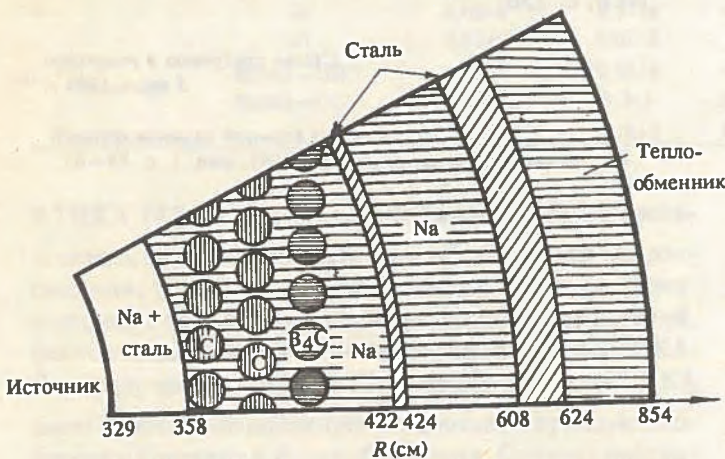
Опыт применения программы MCCG для расчета неоднородных участков защиты на примере модели защиты быстрого реактора типа БН-1600 [6] показал, что программа может успешно использоваться и в защитных задачах. На рисунке представлена геометрическая модель защиты, а в таблице — сравнение результатов, полученных по программам MCCG и ММКФК. В отличие от программ, реализующих метод перевязок в методе Монте-Карло, программа MCCG позволяет получить корректное пространственно-энергетическое распределение нейтронов во всей расчетной области, а не только значение рассчитываемого функционала. Это позволяет более полно проанализировать физические процессы, происходящие в защитной композиции.

Значения полных потоков на единицу объема по физическим зонам

Границы зон, см	MCCG			ММКФК		
	1	2	3	1	2	3
1. 329 — 358	1,00	0,99	0,99	1,00	1,01	1,01
2. 422 — 424	0,52-4	2,88-4	5,49	0,51-4	2,47-4	4,80
3. 424 — 608	0,19-4			0,18-4	0,65-4	3,55
4. 608 — 624	0,16-5	0,59-5	3,68	0,14-5	0,33-5	2,83
5. 624 — 854	0,48-7	1,37-7	2,88	0,41-7	0,85-7	2,15

Примечания: 1 — однородная модель; 2 — гетерогенная модель; 3 — отношение для гетерогенной и однородной моделей.

Положительный опыт использования MCCG для расчета защиты делает достаточно актуальной задачу дальнейшего развития программы с целью повышения ее эффективности и расширения возможностей. В частности, очень важно создание эффективных методов ускорения сходимости итераций по столкновениям, поскольку методы, основанные на использовании отношения односторонний ток / поток [5], позволившие



Геометрическая модель для расчета эффектов гетерогенности грубой защиты

успешно решать с помощью МССГ реакторные задачи, для защитных оказались неэффективными.

В [7] для геометрии плоского слоя и для (X, Y)-геометрии рассмотрен CDD-метод (Consistent Diffusion Differencing) для ускорения сходимости итераций источников. Большим достоинством этого метода, обеспечивающим возможность его применения в МССГ-схеме, является то, что уравнение диффузионного вида можно сформулировать в этом случае относительно средних по расчетным ячейкам потоков, а не относительно значений потоков в углах расчетных ячеек, как это имеет место в устойчивых вариантах DSA-метода ускорения сходимости итераций.

CDD-метод ускорения сходимости основан на представлении полного потока на k -й итерации в виде $\Phi^k = \Phi^{k-1/2} + f^k$, где $\Phi^{k-1/2}$ — поток, полученный в результате решения уравнения с источником S , вычисленным на основе предыдущей итерации; f^k — поправка, получаемая в результате решения уравнения диффузионного вида.

При выводе уравнений CDD-метода в [7] используется, кроме уравнения баланса нейтронов в ячейке, P_1 -приближение для углового потока нейтронов

$$\Psi(x, \Omega) = \Phi(x) + 3\vec{\Omega} \vec{J}(x). \quad (2)$$

Для случая плоскостной геометрии получаемая система уравнений для полного потока дает точное решение (за одну итерацию) для S_2 -приближения метода дискретных ординат.

Для нерегулярной геометрии использование соотношения (2) в конечно-разностном виде представляет определенные трудности, поэтому необходимо модифицировать вывод уравнений для поправки.

При решении уравнения переноса вдоль каждой из траекторий используемая конечно-разностная схема для каждого отрезка траектории в пределах расчетной ячейки может быть записана в следующем виде:

$$\Psi_m^+ = \alpha_m \Psi_m^- + \beta_m S_m, \quad (3a)$$

$$\Psi_m = \gamma_m \Psi_m^- + \delta_m S_m, \quad (3b)$$

где Ψ_m^+ — выходящий поток; Ψ_m^- — входящий поток; Ψ_m — средний по ячейке поток; S_m — пространственный источник, m — индекс траектории.

Исключим Ψ^- из уравнения (3a), тогда $\Psi^- = 1/\gamma(\Psi - \delta S)$, $\Psi^+ = \alpha/\gamma(\Psi - \delta S) + \beta S = \alpha/\gamma\Psi - \alpha\delta/\gamma S$. Пусть m^+ — индекс траектории, на которой ячейка k следует за ячейкой j , а m^- — индекс этой же траектории, проходимой в обратном направлении. Выпишем уравнения для углового потока в направлениях m^+ и m^- в точке, лежащей на траектории m^+ на границе между ячейками k и j :

$$\Psi_{m^+}^{kj} = 1/\gamma\Psi_{m^+} - \delta/\gamma S_{m^+}, \quad (4a)$$

$$\Psi_{m^-}^{kj} = \alpha/\gamma\Psi_{m^-} + (\beta - \alpha\delta/\gamma) S. \quad (4b)$$

Умножая (4a) на α и складывая с (4b), получаем

$$\alpha\Psi_{m^+}^{kj} + \Psi_{m^-}^{kj} = \alpha/\gamma(\Psi_{m^+} + \Psi_{m^-}) + \left(\beta - \frac{2\alpha\delta}{\gamma}\right) S. \quad (5)$$

Перепишывая левую часть (5) в виде

$$\left(\frac{\alpha}{2} + 0,5\right)(\Psi_{m^+}^{kj} + \Psi_{m^-}^{kj}) + \left(\frac{\alpha}{2} - 0,5\right)(\Psi_{m^+}^{kj} - \Psi_{m^-}^{kj})$$

и обозначая

$$\Phi_m = 0,5(\Psi_{m^+} + \Psi_{m^-}), J_m = 0,5\mu_m(\Psi_{m^-} - \Psi_{m^+}),$$

получаем

$$\left(\frac{\alpha}{2} + 0,5\right)\Phi_m^{kj} = \frac{\alpha}{\gamma}\Phi_m^k + \frac{1}{\mu}\left(\frac{\alpha}{2} - 0,5\right)J_m^{kj} + \left(\beta - \frac{2\alpha\delta}{\gamma}\right)0,5S^k, \quad (6)$$

или, в более удобном виде,

$$\Phi_m^{kj} = a_m\Phi_m^k - \frac{1}{dm}J_m^{kj} + b_mS^k, \quad (7)$$

где

$$a_m = \frac{2\alpha_m}{\gamma_m(\alpha_m + 1)}; \quad d_m = \frac{1 + \alpha_m}{1 - \alpha_m}\mu_m;$$

$$b_m = \frac{\beta_m\gamma_m - 2\alpha_m\sigma_m}{\gamma_m(\alpha_m + 1)}.$$

Приравнивая выражения Φ^{kj} и J^{kj} , получаемые из ячеек j и k , находим выражение для тока из ячейки k в ячейку j :

$$J_m^{kj} = d_m^{kj}(a_m^k\Phi_m^k - a_m^j\Phi_m^j) + d_m^{kj}(b_m^kS^k - b_m^jS^j), \quad (8)$$

где

$$d^{kj} = \left(\frac{1}{d^k} + \frac{1}{d^j}\right)^{-1},$$

в частности, для алмазной схемы

$$d_m^{kj} = \mu_m^2 \frac{1}{\left(\frac{\sum^k h^k + \sum^j h^j}{2}\right)}; \quad d_m^{kj}b_m = \frac{(\sum^k h^k)^2}{2\left(\sum^k h^k + \sum^j h^j\right)};$$

$$d_m^{kj}a_m = \frac{\mu_m^2}{\left(\frac{\sum^k h^k + \sum^j h^j}{2}\right)}.$$

Система уравнений для нахождения поправки получается затем суммированием (8) по всем расчетным траекториям.

Эффективность рассмотренного метода проверялась на ряде модельных задач, аналогичных рассмотренным в [7], а также на одномерных тестовых моделях защиты быстрых энергетических реакторов [8]. Тестовая модель радиальной защиты быстрого реактора при этом рассматривалась в цилиндрической геометрии, а модель верхней защиты быстрого реактора — в геометрии плоского слоя.

Результаты расчетов показали очень высокую эффективность метода. Так, уже после одной итерации погрешность в пространственном распределении полного потока составляла ~ 50%, а после двух — 1%.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Askew J.R. A Characteristics Formulation of Neutron Transport Equation in Complicated Geometries. AEEW-M1108. U.K. Atomic Energy Authority. — Winfrith, 1972.
2. Halsall M.J. CACTUS — A Characteristics Solution to the Transport Equation in Complicated Geometries. AEEW-R1291. U.K. Atomic Energy Authority. — Winfrith, 1980.
3. Суслов И.Р. Программа MCCG. Описание применения. — Обнинск, 1987.
4. Суслов И.Р., Евдокимов В.П. Расчет коэффициента гетерогенности системы регулирующих стержней быстрого энергетического реактора методом характеристик: Препринт ФЭИ-1983. — Обнинск, 1987.
5. Суслов И.Р. Метод характеристик в областях со сложной геометрией. — Атомная энергия, 1988, т. 65, вып. 1, с. 57—58.
6. Баранов А.В., Коробейников В.В., Попов Э.И. и др. Сопряжение решений уравнения переноса в задачах расчета защиты. Расчет неоднородных участков защиты: Препринт ФЭИ-1896. — Обнинск, 1988.
7. Khalil H. Effectiveness of a Consistently Formulated Diffusion — Synthetic Acceleration Differencing Approach. — Nucl. Sci. Eng., 1988, vol. 98, p. 226—243.
8. Савицкий В.И. Одномерные тестовые модели защиты быстрых энергетических реакторов: Препринт ФЭИ-1290. — Обнинск, 1982.

Статья поступила в редакцию
5 июля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 88—90.

УДК 621.039.51.12

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ В МАКЕТЕ НЕЙТРОНОВОДА БЫСТРОГО РЕАКТОРА

М.А. Берзонис, В.В. Болятко, В.И. Савицкий, В.И. Усанов

Проведено сравнение расчетных данных, полученных по программе DOT-III, с экспериментальными результатами для активационных детекторов на установке Б-2 реактора БР-10. Значение скорости счета, полученное с помощью полуаналитической проектной методики, в пределах 20% согласуется с прямым расчетом по программе DOT-III и экспериментальными данными.

NEUTRON STREAMING ANALYSIS OF THE LMFBF NEUTRON GUIDE MOCKUP. M.A. BERZONIS, V.V. BOLIATKO, V.I. SAVITSKY, V.I. USSANOV. The objectives of the investigation were the study of the neutron streaming in the mockup of the LMFBF neutron guide. The present paper shows comparisons of DOT-III calculations and the results of the experiment performed at BR-10 fast reactor. Two-dimensional sensitivity analysis using ZAKAT-3 code were applied to determine the sensitivities of the measured activation integrals to the used cross sections. Some neutron attenuation effects in the guide are obtained and described.

Одной из наиболее важных технических проблем реакторов на быстрых нейтронах (РБН) является чувствительность датчиков СУЗ в подкритическом режиме и на мощности. На реакторе БН-600 датчики штатной аппаратуры СУЗ размещены за корпусом реактора в графитовой нише бетонной защиты, при этом для увеличения потока нейтронов на блок ионизационных камер в радиальной внутрикорпусной защите установлены два пустотелых вытеснителя-нейтроновода. Горизонтальные вытеснители-нейтроноводы предполагается использовать также в проектируемых в настоящее время реакторах БН-800 и БН-1600. Расчет показаний штатной аппаратуры СУЗ является сложной задачей, поскольку длина нейтроноводов сравнима с их диаметром и нейтроновод вносит значительные искажения в нейтронные поля в окружающей защите из-за больших поперечных размеров.

В период проектирования реактора БН-600 для экспериментальной оценки эффектов ослабления нейт-

ронного потока в нейтроноводах были проведены макетные исследования на реакторе БР-10 [1]. Источником нейтронов являлся пучок Б-2. Спектр нейтронов на входе в нейтроновод формировался с помощью конвертера, состоящего из железной призмы толщиной 36 см и алюминиевой толщиной 23 см, который моделировал спектр утечки нейтронов из реактора БН-600 (рис. 1). Модель нейтроновода представляла собой прямоугольную нишу 76 × 76 см длиной 120 см. Окружающие нишу слои железа и углерода моделировали защиту в месте расположения нейтроновода. За нейтроноводом следовал слой нержавеющей стали 1X18H9T толщиной 24 см (имитация корпуса реактора и стенки нейтроновода) и слой графита толщиной 40 см. Активационные детекторы использовались в кадмиевых фильтрах и без них и располагались вдоль центральной горизонтальной оси, а также в вертикальном направлении.

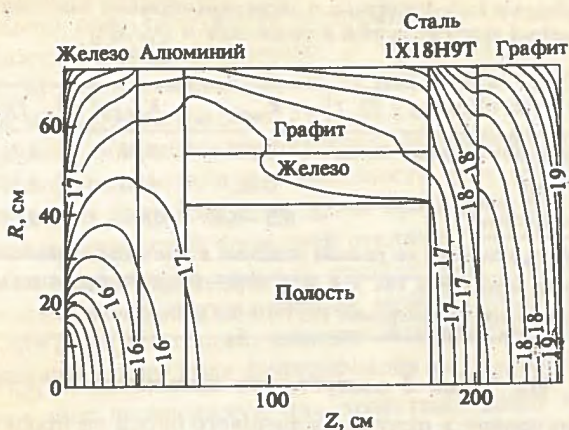


Рис. 1. Двумерная расчетная модель нейтронотода в $R-Z$ -геометрии и расчетные изолинии активации $^{23}\text{Na}(n, \gamma)$ в кадмиевом фильтре (дается четыре линии на декаду) для S_6P_2 -приближения

В данной работе выполнены расчеты поля нейтронов в макете в геометрии рис. 1 с использованием проектного полуаналитического подхода и двумерной программы DOT-III, реализующей метод дискретных ординат. Основной целью было определение с помощью указанных методов соотношения потоков нейтронов на входе нейтронотода (не возмущенных нейтронотодом) и в графите в месте расположения датчиков СУЗ, а также сравнение полученных результатов с экспериментальными. Ядерные плотности материалов макета приведены в табл. 1. Подробно энергетическое и угловое распределение нейтронов источника приведены в [2].

Т а б л и ц а 1. Ядерные плотности материалов, использованных в макете нейтронотода, 10^{24} ат./см 3

Элемент	Материал			
	Железо	Алюминий	Графит	Сталь
Железо	8,48-2			5,86-2
Углерод			8,03-2	9,62-5
Марганец				1,57-3
Кремний				4,15-4
Титан				4,52-4
Алюминий		6,03-2		
Хром				1,47-2
Никель				8,21-3

В качестве константного обеспечения для расчетов по DOT-III использовалась библиотека VITAMIN-C [3] и комплекс AMPX-II [4]. Программами AMPX-II нейтронные данные из 171-группового представления сворачивались в 28 групп. Свертка осуществлялась по отдельным зонам плоской одномерной модели нейтронотода, соответствующей направлению вдоль оси двумерной модели. Сечения рассеяния использовались в P_2 -приближении.

Выбор пространственного шага для двумерных расчетов осуществлялся на основе одномерных расчетов. Результаты исследований по выбору необходимого углового приближения приведены в табл. 2. В ней даются рассчитанные функционалы для двух угловых сектор: стандартной полностью симметричной S_6 и S_{100} [5], которая представляет собой стандартную полу-симметричную сетку S_{10} с дополнительными углами в направлении оси Z .

Т а б л и ц а 2. Расчетные активационные интегралы для различных угловых приближений и экспериментальные данные по $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$

Z , см	Расчет на одно ядро, 1/с		Отношение расчет/эксперимент		
	S_6	S_{100}	S_6/S_{100}	$S_6/\text{эксп.}$	$S_{100}/\text{эксп.}$
38	1,6-15	1,8-15	0,89	1,8	2,1
44	1,4-15	1,5-15	0,93	2,2	2,3
50	1,1-15	1,2-15	0,92	2,0	2,2
56	8,9-16	9,6-16	0,93	2,2	2,3
69	6,7-16	7,3-16	0,92	1,8	2,0
89	5,8-16	6,2-16	0,94	1,8	1,9
109	5,2-16	5,6-16	0,93	1,7	1,9
129	4,7-16	5,1-16	0,93	-	-
149	4,5-16	4,9-16	0,92	2,1	2,2
169	4,5-16	4,9-16	0,92	2,3	2,5
197	1,5-16	1,7-16	0,88	2,1	2,3
213	1,6-16	1,7-16	0,94	1,1	1,1

Абсолютные активационные интегралы на одно ядро в кадмиевом фильтре при $Z = 59$ см для полной плотности потока нейтронов источника $8,4 \cdot 10^{10}$ 1/(см 2 .с), полученные по программе DOT-III, составили $3,95 \cdot 10^{-16}$ 1/с для $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$, $2,27 \cdot 10^{-17}$ 1/с для $^{23}\text{Na}(n, \gamma)$ и $9,20 \cdot 10^{-15}$ 1/с для $^{164}\text{Dy}(n, \gamma)$. В качестве примера на рис. 1 приведены изолинии активации $^{23}\text{Na}(n, \gamma)$, рассчитанные в S_6P_2 -приближении. Ожидалось, что сетка S_{100} должна существенно увеличить точность расчетов благодаря более корректному заданию мононаправленного источника нейтронов и более точному расчету отраженного в канале нейтронного потока. Из табл. 2 видно, что разница между результатами расчетов функционалов в S_6 - и S_{100} -приближении лежит в пределах экспериментальных погрешностей.

Сравнение расчетов с экспериментом также дано в табл. 2 в виде отношения расчетных и экспериментальных активационных интегралов. Отношение ведет себя по-разному для различных детекторов. Не наблюдается систематическое завышение или занижение расчетных значений. Относительный ход ослабления активационных интегралов для всех детекторов хорошо согласуется с экспериментом (в пределах 15-20%). Предполагается, что расхождения в абсолютных значениях активационных интегралов объясняются упрощенной моделью расчетов, особенно на краях мо-

дели, и ошибками в абсолютной привязке некоторых активационных измерений.

При проектировании РБН прохождение излучения в направлении датчиков СУЗ обычно описывается с помощью полуаналитического подхода, который заключается в численном расчете ослабления плотности потока нейтронов по сплошным участкам защиты (до и после нейтронновода) и в аналитическом расчете переноса нейтронов в самом нейтронноводе. В соответствии с известной методикой [6] поле излучения в канале разлагается на компоненты: прямой видимости, альбедную прямую видимости и натекания. В нашем случае оценка прострела нейтронов через нейтронновод проводилась по геометрическому ослаблению нерассеянной компоненты потока в цилиндрическом канале, а альбедная составляющая определялась по методике Симона — Клиффорда (вкладом компоненты натекания можно пренебречь). При этом коэффициент, характеризующий возмущение поля нейтронов нейтронноводом, вычислялся по формуле:

$$\frac{N'}{N} = K_{\text{деп}} \left(\frac{r^2}{2l^2} + \frac{\alpha r^2}{2l^2(l-\alpha)} \right) = K_{\text{деп}} \cdot K_{\text{осл}}, \quad (1)$$

где N' — значение искомого функционала в месте расположения датчиков в графите; N — значение функционала при исключении нейтронновода из расчетной схемы; $K_{\text{деп}}$ — эффект депрессии (снижения) плотности потока нейтронов перед нейтронноводом; r, l — радиус и длина нейтронновода; α — альбеда стенок нейтронновода; $K_{\text{осл}}$ — ослабление функционала по нейтронноводу.

Из-за того что основные материалы, используемые в защите РБН (сталь и натрий), обладают хорошими отражающими свойствами ($\alpha = 0,7+0,8$), альбедная составляющая в формуле (1) берется для случая многократного отражения от стенок канала [6] и играет весьма существенную роль.

Другая особенность формулы (1) состоит в учете депрессии плотности потока нейтронов на передней стенке нейтронновода. Этот эффект обусловлен тем, что передняя стенка канала по сути дела представляет собой довольно большой участок границы с вакуумом, на котором частично реализуются условия невозвращения нейтронов. Это приводит к снижению плотности потока нейтронов по сравнению со случаем сопряжения границы с плотными защитными материалами. В табл. 3 приведены значения поправки на депрессию, полученные из сопоставления хода кривых ослабления функционалов при наличии нейтронновода и без него (вторая и третья строка). В первой строке дано значение $K_{\text{деп}}$, полученное аналитически. В этом случае исходили из физического смысла $K_{\text{деп}}$ как отношения плотности потока нейтронов, сформировавшегося на передней стенке за счет отражения и натечки из нейтронновода, к плотности потока нейтронов в той же точке при условии исключения нейтронновода.

Т а б л и ц а 3. Расчетные и экспериментальные значения поправочных коэффициентов и отношения $N'_{\text{Cu}}/N_{\text{Cu}}$

Метод	$K_{\text{деп}}$	$K_{\text{осл}}$	$N'_{\text{Cu}}/N_{\text{Cu}}^*$
Полуаналитический метод	0,56	0,38	0,21
DOT-III	0,63	0,61	0,19
Эксперимент	0,3—0,6	0,6	0,17

* N'_{Cu} получено по разным моделям, в том числе и экспериментально, в то время как для N_{Cu} берется одно и то же значение, вычисленное по программе DOT-III без нейтронновода.

Из табл. 3 следует, что отношение $N'_{\text{Cu}}/N_{\text{Cu}}$, полученное в центре графитового блока по проектной полуаналитической методике, в пределах 20% согласуется с отношением, где используется измеренное значение N'_{Cu} и N_{Cu} , полученное по программе DOT-III. Такая погрешность отвечает требованиям, предъявляемым на практике к расчету подобных систем. Стоит отметить, однако, что в графите плотность суммарного по энергиям потока нейтронов практически равна плотности потока тепловых нейтронов, и полученная близость результатов свидетельствует об удовлетворительном описании проектной методикой именно суммарного потока. Что же касается хода ослабления рассматриваемого функционала сразу за нейтронноводом, то, как видно из рис. 2 и табл. 3, проектный подход не дает полной картины. В частности, не учитывается смягчение спектра нейтронов в процессе прохождения нейтронов по каналу, что существенно в подобных условиях.

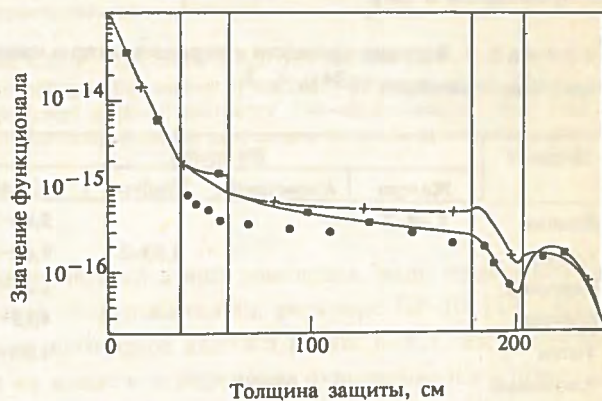


Рис. 2. Распределение активации меди по оси макета: ● — эксперимент; + — расчет по программе DOT-III; ■ — полуаналитический расчет

Для определения физической картины формирования поля излучения в расчетной модели проводился сопряженный расчет для активизации $^{23}\text{Na}(n, \gamma)$ в точке $Z = 213$ см. Для анализа результатов использовался комплекс ЗАКАТ-3 [7]: определялись пространственные каналы основного вклада в активацию, и рассчитывались коэффициенты чувствительности к полному сечению для отдельных зон и всей модели нейтронновода.

Расчет чувствительности для отдельных зон (материалов) дает следующие коэффициенты чувствительности к полному сечению: 1) $-0,64$ для железа; 2) $-0,50$ для алюминия; 3) $-1,51$ для нержавеющей стали; 4) $+1,09$ для графита; 5) $-1,58$ для всей системы. Как видно, выделяется графитовая зона с положительным коэффициентом чувствительности, что, очевидно, вызвано расположением детектора в этой зоне и низкоэнергетической функцией отклика.

Основываясь на анализе приведенных экспериментальных и расчетных данных, можно сделать вывод, что для композиций, аналогичных нейтронному, двумерный расчет поля функционалов в S_6P_2 -приближении дает необходимую для проектных работ точность.

Список литературы

1. Болятко В.В и др. Радиационная защита на АЭС. — М.: Атомиздат, 1978.
2. Болятко В.В и др. Базовый эксперимент по исследованию распределения нейтронов в гексагональной защите реактора — В кн.: Радиационная

- безопасность и защита на АЭС. — М.: Атомиздат, 1980, вып. 4, с. 70—78.
3. Roussin R.W. et al. VITAMIN-C:CTR Processed Multigroup Cross-Section Library for Neutronics Studies. ORNL/RSIC-37, (ENDF-296), 1980.
4. AMPX-II. Modular Code System for Generating Coupled Multigroup Neutron-Gamma-Ray Cross-Sections from Data in ENDF Format. ORNL, PSR-63, 1987.
5. DOT-3.5. Two Dimensional Discrete Ordinates Radiation Transport Code. ORNL, CCC-276.
6. Золотухин В.Г. и др. Прохождение излучений через неоднородности в защите. / Под ред. О.И. Лейпунского, В.П. Машковича. — М.: Атомиздат, 1968.
7. Берзонис М.А., Болятко В.В. Система программ анализа чувствительности и канальной теории для расчетов защиты реакторов. — Атомная энергия, 1989, т. 66, вып. 4, с. 27.

Статья поступила в редакцию
5 июля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 90—93.

УДК 621.039.51.12

ИССЛЕДОВАНИЯ ГЛУБОКОГО ПРОХОЖДЕНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ МНОГОСЛОЙНЫЕ ЗАЩИТЫ НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТАНОВКАХ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ

А.Н. Николаев, А.Н. Забудько

Физико-энергетический институт, 249020, Обнинск

Предложен и опробован метод исследования глубокого проникновения нейтронов на установках с источником средней мощности. Суть метода заключается в поэтапном удалении части защиты со стороны источника и проведении цикла измерений до приемлемых кратностей ослаблений с привязкой получаемых результатов к данным предыдущих измерений.

THE INVESTIGATION OF FAST NEUTRON DEEP PENETRATION THROUGH THE MULTISLAB SHIELD ON THE EXPERIMENTAL DEVICE OF MIDDLE POWER. A.N. NIKOLAEV, A.N. ZABUDKO. The method is proposed and tested for the investigation of deep penetration neutrons in designs with middle power sources. The method consists in removing the part of shield before the source and carrying out cycle of the measurement up to acceptable relaxation with correction the results by data of preceding measurements.

Экспериментальное изучение глубокого прохождения излучения в защитных композициях — одна из самых сложных задач физики защиты. При прямых исследованиях требуется использование очень мощных источников ионизирующих излучений. С учетом характеристик современных спектрометров нейтронов для исследования защитной композиции, в которой нейтронное излучение ослабляется на 10 порядков, необходим источник излучения активностью не ниже 10^{13} нейтр./ $(с.см^2)$ поверхности. Экспериментальных установок с такими источниками очень мало. В СССР это установка Б-2 на реакторе БР-10. Большинство эк-

спериментальных установок с источниками нейтронов на реакторах обладает средней мощностью. При максимальных уровнях мощности реактора активность источника на этих установках составляет от 10^7 до $5 \cdot 10^9$ нейтр./с.

Возможные измерения спектров нейтронов по губине защитной композиции на таких установках обеспечиваются при ослаблении первоначального нейтронного потока до 7 порядков. Чтобы обойти это ограничение для случая многослойных защитных композиций, предлагается новая оригинальная методика, суть которой заключается в следующем. При прохождении

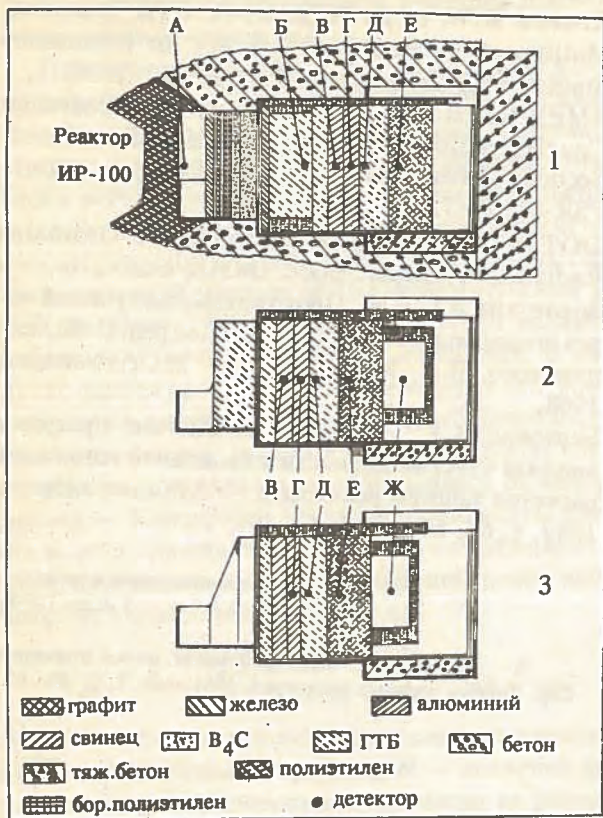


Рис. 1. Положение макетов в экспериментальной нише на реакторе ИР-100: 1 — вариант 1 (полный макет), 2 и 3 — варианты 2 и 4 (укороченные варианты полного макета)

быстрых нейтронов произвольного спектра через многослойную защитную композицию с определенной толщиной защиты формируется спектр нейтронов, форма которого слабо зависит от формы входного спектра. Это обычно происходит при толщинах защиты, которые обеспечивают 3 порядка ослабления исходного спектра нейтронов. То есть защита, обеспечивающая ослабление нейтронов на 3 порядка, является своеобразным конвертером, который формирует спектр нейтронов, характерный для данной среды и слабо зависящий от исходного спектра источника нейтронов. Если это так, то при исследовании глубокого прохождения быстрых нейтронов через многослойные защитные композиции необходимо поступать следующим образом. Надо на установке средней мощности собрать всю защитную композицию (вариант 1) и провести измерения спектров быстрых нейтронов в нескольких точках внутри среды до ослабления исходного спектра нейтронов источника на 6—7 порядков. После этого передняя часть макета, обеспечивающая ослабление нейтронов на 2—3 порядка, убирается, макет перемещается на эту толщину вперед (вариант 2) и проводится очередная серия измерений, но обязательно в тех же точках внутри защитной композиции, что и в варианте 1, а также в точках, расположенных глубже. Такие измерения с перемещением макета и удалением расположенной впереди части макета необходимо проводить до получения данных при необходимой

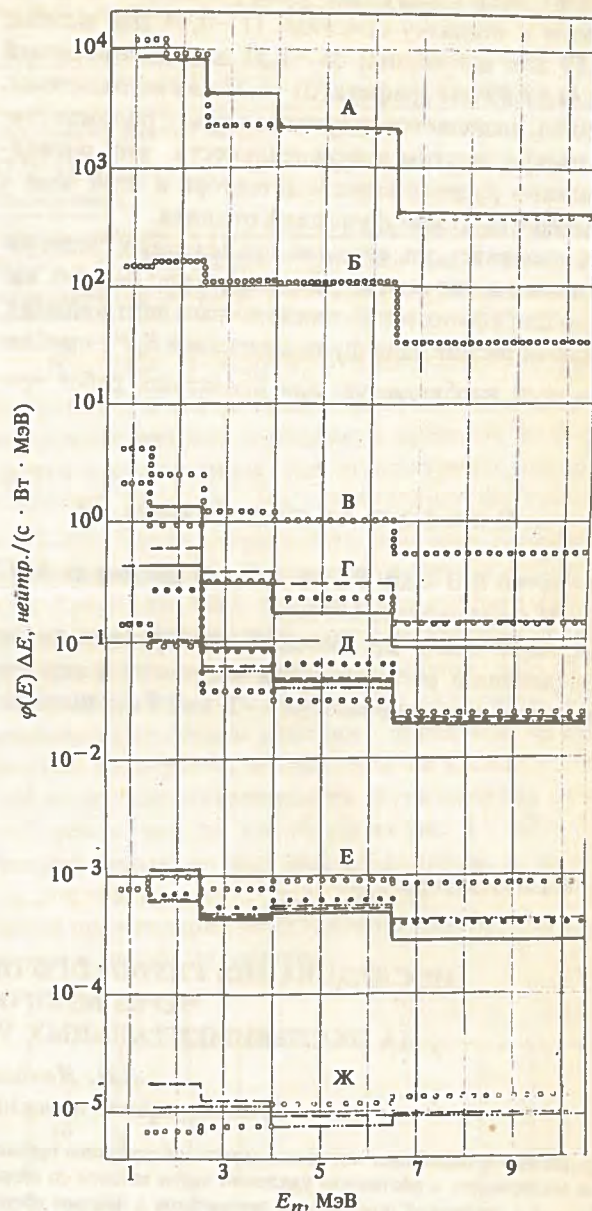


Рис. 2. Спектры нейтронов в вариантах макета 1, 2 и 3. Данные по варианту 3 умножены на 100. Данные по варианту 1 разделены на 300. Привязка спектров, измеренных в различных вариантах, проведена для измерительной точки Д для группы 6,5—10,5 МэВ. Точка А — спектр нейтронов, падающий на макеты; точка В — спектр нейтронов в первом слое ГТБ; точка Г — спектр нейтронов во втором слое свинца; точка Д — спектр нейтронов во втором слое ГТБ; точка Е — спектр нейтронов в слое полиэтилена; точка Ж — спектр нейтронов за макетом

Вариант	Эксперимент	Расчет (РОЗ-6)
1	— — — — —	
2	- - - - -	○ ○ ○
3	- · - · -	● ● ●

кратности ослабления. Измерения, выполненные в варианте 1, обеспечивают абсолютные значения измеряемых спектров, а данные по остальным вариантам привязываются к данным варианта 1 по форме спектра в нескольких измерительных точках (желательно при-

вязку проводить по трем и более измерительным точкам).

Разработанная методика была реализована при исследовании многослойной защитной композиции в трех вариантах (рис. 1). Эксперимент был выполнен в экспериментальной нише на реакторе ИР-100. В качестве детектора был использован спектрометр быстрых нейтронов с кристаллом стильбена [1]. Результаты экспериментов, а также расчетов, выполненных по одномерному расчетному комплексу РОЗ-6, приведены на рис. 2. Данные расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными и в целом подтверждают возможность использования предложенной методики.

* * *

1. Предложена методика, позволяющая проводить экспериментальные исследования глубокого прохождения быстрых нейтронов в многослойных защитных композициях на установках средней мощности.

2. Наблюдается удовлетворительное согласие расчетов, выполненных по программному комплексу

РОЗ-6, с экспериментальными данными. Следовательно, указанная методика может быть рекомендована и при исследованиях глубокого прохождения быстрых нейтронов через многослойные защитные композиции.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Горячев И.Г., Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений ядерно-технических установок. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Волощенко А.М., Костин Е.И., Панфилова Е.И. и др. РОЗ-6 — система программ для решения уравнения переноса в одномерных геометриях: Препринт ИПМ АН СССР. — М., 1980.

Статья поступила в редакцию
5 июля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 93—95.

УДК 621.039.51.12

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА НОВОГО ТИПА — ЛАБОРАТОРНЫЙ АНАЛОГ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО УСТРОЙСТВА НА ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОМ РЕАКТОРЕ

А.А. Андросенко, П.А. Андросенко, А.Н. Забудько, А.К. Кременецкий, А.Н. Николаев, Л.А. Трыков

Физико-энергетический институт, 249020, Обнинск

В работе описаны нейтронно-физические характеристики экспериментальной установки нового типа — лабораторного аналога сложной экспериментальной установки реактора РИЗ с отражателем из нержавеющей стали. Приведены результаты экспериментальных исследований по изучению защитных свойств полиэтилена и гидрида лития, которые были выполнены на этой установке. Характеристики установки, рассчитанные по трехмерному расчетному комплексу BRAND, использующему метод Монте-Карло, сравниваются с экспериментальными данными. Результаты экспериментов с полиэтиленом и гидридом лития сравниваются с данными расчетов по программам РОЗ-6 и BRAND.

EXPERIMENTAL FACILITY OF INNOVATIVE TYPE — THE LABORATORY ANALOG OF RESEARCH REACTOR EXPERIMENTAL DEVICE. A.A. ANDROSENKO, P.A. ANDROSENKO, A.N. ZABUDKO, A.K. KREMENETSKY, A.N. NIKOLAYEV, L.A. TRYKOV. The paper analyses the capability of creating laboratory analogs of complex experimental facilities on research reactors utilizing powerful radionuclide neutron sources fabricated in the industrial conditions. Some experimental and calculational investigations of neutron fluxes are presented, which have been attained on the RIZ reactor laboratory analog.

При проведении экспериментов по физике защиты на экспериментальных устройствах и установках, созданных на исследовательских реакторах, как правило, возникает масса факторов, отрицательно влияющих на точность и достоверность получаемых результатов. Это активация оборудования установки за время эксплуатации, мониторинг уровня мощности реактора в широком диапазоне, сложности с измерением параметров источника и т.д.

В настоящее время накоплен значительный опыт в постановке базовых макроэкспериментов по физике защиты в простых геометриях с высокой точностью параметров источника и макета и повторяемостью ре-

зультатов, а следовательно, с высокой точностью и достоверностью получаемых данных. В ряде случаев с помощью результатов базовых экспериментов удается выполнить оценку достоверности результатов, получаемых на сложных реакторных установках, путем совместного анализа. Однако из-за слишком больших различий в геометриях таких экспериментов это далеко не всегда представляется возможным.

Максимальная активность радионуклидных источников нейтронов, выпускаемых промышленностью, может достигать 10^8 — 10^9 нейтр./с и даже 10^{10} нейтр./с. С использованием таких мощных источников можно проводить исследования с защитными

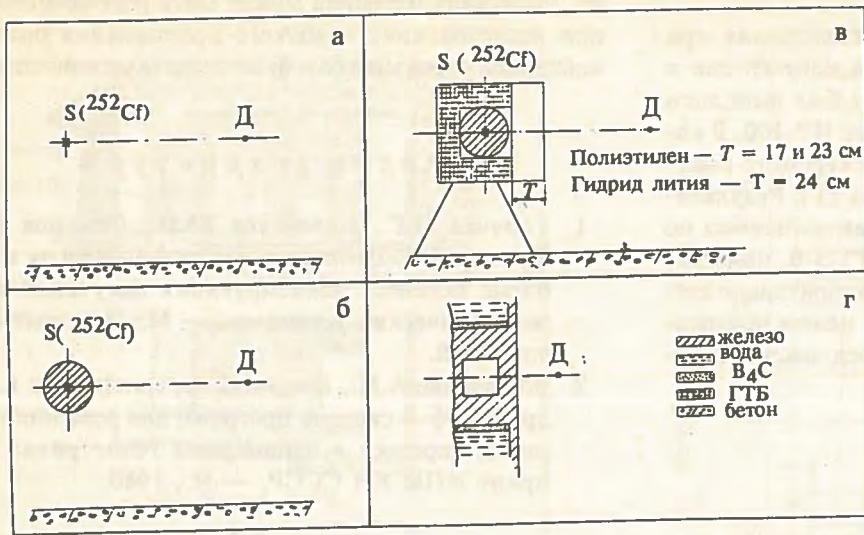


Рис. 1. Геометрия экспериментов: а — экспериментальная установка с радионуклидом ^{252}Cf ; б — экспериментальная установка с радионуклидом ^{252}Cf и с шаровым макетом из железа диаметром 40 см; в — лабораторный аналог реактора РИЗ с радионуклидом ^{252}Cf ; г — реактор РИЗ с отражателем из нержавеющей стали

стными параметрами и высокой повторяемостью результатов. Данные, получаемые на лабораторном аналоге, могут как иметь самостоятельную ценность, так и дополнять исследования, проводимые на реакторной установке, обеспечивая их большую достоверность за счет совокупного анализа.

Примером такой установки является лабораторный аналог исследовательского реактора РИЗ с отражателем из нержавеющей стали, созданный с использованием мощного радионуклида ^{252}Cf . Устройство представляет собой шар из железа диаметром 40 см, помещенный в нишу из борированного гидрида титана, открытая сторона которой и является рабочей поверхностью лабораторного аналога реактора РИЗ. В центре шара из железа располагается ра-

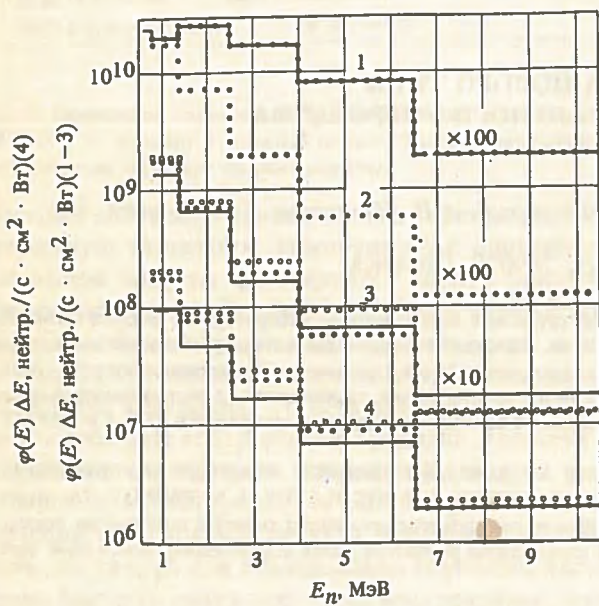


Рис. 2. Спектры нейтронов утечки на выходе экспериментальных установок: 1 — радионуклида ^{252}Cf ; 2 — с поверхности железного шара диаметром 40 см с радионуклидом ^{252}Cf в центре; 3 — с рабочей поверхности лабораторного аналога реактора РИЗ; 4 — с рабочей поверхности реактора РИЗ; — — — эксперимент; $\circ \circ \circ$ — расчет по программе BRAND; $\bullet \bullet \bullet$ — по программе PO3-6

композициями, ослабляющими первичное излучение источника на 4—5 порядков. Следовательно, применяя такие источники, можно попытаться моделировать входные параметры сложной реакторной установки и провести на этом устройстве исследование если не на всем экспериментальном макете, то хотя бы на его части. Такое устройство явилось бы лабораторным аналогом сложной реакторной установки с хорошо изве-

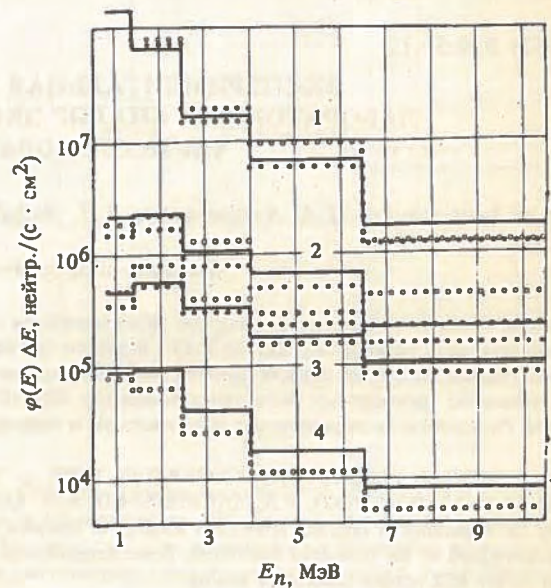


Рис. 3. Спектры нейтронов за защитными композициями при измерениях на лабораторном аналоге реактора РИЗ: 1 — спектр лабораторного аналога реактора РИЗ; 2 — спектр за защитой из полиэтилена толщиной $T = 17$ см; 3 — $T = 23$ см; 4 — за защитой из гидрида лития толщиной $T = 24$ см; — — — эксперимент; $\circ \circ \circ$ — расчет по программе BRAND; $\bullet \bullet \bullet$ — по программе PO3-6

дионуклид ^{252}Cf . Геометрия реактора РИЗ и его лабораторного аналога представлена на рис. 1. На рис. 2 приведены спектры нейтронов на выходе этих установок, полученные как экспериментальным, так и расчетным путем. Расчетные исследования были выполнены с использованием трехмерного расчетного комплекса BRAND [1] и одномерной расчетной программы PO3-6 [2]. Экспериментальные возможности ла-

бораторного аналога показаны на рис. 3, где приведены экспериментальные и расчетные результаты, которые были получены при исследовании на этой установке защит из полиэтилена и гидрида лития. Геометрия экспериментов приведена на рис. 1.

Во всех рассматриваемых макроэкспериментах спектры нейтронов измерялись с использованием спектрометрического комплекса [3], состоящего из мультисферного спектрометра и спектрометра быстрых нейтронов с кристаллом стибьена. Калибровка спектрометров проводилась по методике, описанной в [4].

Результаты экспериментов хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными для этих материалов на других установках. Согласие между экспериментальными и расчетными данными удовлетворительное.

Подобные экспериментальные устройства могут создаваться не только как лабораторные аналоги сложных реакторных установок, но и как лабораторные аналоги проектируемых ядерно-технических установок для правильной привязки результатов различных базовых и модельных макроэкспериментов к параметрам проектируемой установки.

Список литературы

1. Андросенко А.А., Андросенко П.А. Комплекс программ BRAND для расчетов характеристик переноса излучений методом Монте-Карло. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 41.
2. Волощенко А.М., Костин Е.И., Панфилова Е.И. и др. РОЗ-6 — система программ для решения уравнения переноса в одномерных геометриях: Препринт ИПМ АН СССР, М., 1980.
3. Горячев И.М., Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Интегральные эксперименты в проблеме переноса ионизирующих излучений. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
4. Трыков Л.А., Колеватов Ю.И., Волков В.С. Методы калибровки спектрометров с помощью радионуклидных источников нейтронов: Препринт ФЭИ-1730. — Обнинск, 1985.

Статья поступила в редакцию
5 июля 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 95—97.

В данном разделе мы воспроизводим информацию о некоторых зарубежных конференциях, которые могут представить интерес для читателей сборника.

Here we give the information about some foreign conferences that may be interesting to our readers.

A joint "International Conference on Mathematical Methods and Supercomputing in Nuclear Applications" will be held on 19th to 23rd of April 1993 at the Congress Center in Karlsruhe, Germany.

List of Possible Topics of M & C + SNA'93

Advances in Computational Methods
Numerical Optimization Schemes
Solution of Linear and Nonlinear Systems
Deterministic and Stochastic Transport Methods
Numerical Methods for Radiation, Neutron, and Charged Particle Transport
Diffusion Theory and Kinetics
Numerical Methods in Fluid Dynamics, Structural Mechanics, and Thermal Hydraulics
Computational and Mathematical Problems of Reactor Dynamics and Safety Analysis
Computational Aspects of Power Distribution, Control, and Optimization
Methods for Probabilistic Risk Assessment
Reactor Physics, Theory, and Analysis Methods
Advanced Reactor Concepts/Designs
Space Reactor and Research Reactor Physics
Physics and Safety Aspects of Core Design
Reactor Design Validation and Operating Experience
Physics of Reactor Operation
Physics of Criticality Safety
Point and Space-Time Core Models for Transient Analysis
Nuclear Plant Analyzers, Data Bases & Code Systems
Improvement and Validation of Plant Simulation Codes
Instrumentation, Control and Monitoring
Fuel Cycle and Fuel Management
Shielding and Core Management
Nuclear Data
Integral Experiments-Measurements and Analysis
Reactor Physics Calculations Versus Measurements
Sensitivity Analysis and Data Adjustment Techniques
Advances in Supercomputing
Networks and Communications
Distributed Computing
Parallel Processing and Vectorization
Computing Practices/Software Engineering
Graphics and Animation
High Speed Computing Applied to Reactor Operation
Real-time Systems/Simulation Models
Artificial Intelligence and Expert Systems
Optimization of Nuclear Systems
Robotics and Manufacturing Applications
Reactor Design and Operation
Fuzzy Systems
Neural Networks

Dr.H. Küsters
General Chairman
Kernforschungszentrum Karlsruhe (KfK)

Dr.W. Werner
Technical Program Committee Chairman
Gesellschaft für Reaktorsicherheit (GRS)

AMERICAN NUCLEAR SOCIETY
CALENDAR OF APPROVED MEETINGS

DATE/LOCATION	TITLE	CHAIRMAN OR CONTACT	SPONSOR(S)
Nov 10—15, 1991 San Francisco, CA San Francisco Hilton	1991 WINTER MEETING	James D. Shiffer Pacific Gas & Electric Co. 77 Beale Street, Room 1463 San Francisco, CA 94106 415/973-4684	ANS/PD/ANS-Northern CA Section/ROD/NRSD
	THE EMBEDDED TOPICAL MEETING ON THE NEXT GENERATION OF NUCLEAR POWER PLANTS: A STATUS REPORT	S. Joseph Kowalski Kowalski & Association, Inc. 543 Sentinel Road Moorestown, NJ 08057 609/727-4920 609/727-4920 (FAX)	
Dec 02—05, 1991 Scottsdale, AZ To Be Determined	EXECUTIVE CONFERENCE ON OUTAGE EFFECTIVENESS AND PERFORMANCE	R. Jon Stouky Meda-Tech Services, Inc. 1 Baku Drive P.O. Box 2037 Stuart, FL 34995-2037 407/283-5330	ANS
1992			
Mar 08—11, 1992 Charleston, SC Charleston Sheraton Hotel	1992 TOPICAL MEETING ON ADVANCES IN REACTOR PHYSICS	Henry C. Honeck Computer Application Tech. 621 Colleton Ave., SE Aiken, SC 29801 803/649-4201	RPD/ANS-Savannah River Section/DOE/MCD
Apr, 1992 Las Vegas, NV Caesar Palace	1992 INT'L HIGH LEVEL RADIOACTIVE WASTE MANAGEMENT CONFERENCE	William R. Wells Howard Hughes College of Engr. Univ of Nevada-Las Vegas 4505 Maryland Parkway Las Vegas, NV 89154 702/739-3699	FCWMD/ANS-Nevada Section/DOE/ASCE/Univ Of LV
Apr 05—08, 1992 Pine Mountain, GA Callaway Gardens Resort	EXECUTIVE CONFERENCE ON REACTOR OPERATIONS AND ROBOTICS IN THE NUCLEAR INDRSTRY-II	Norbert Grant Oak Ridge National Lab P.O. Box 2008, Bldg. 7601 Mail Stop 305 Oak Ridge, TN 37831—6305 615/574—4530 615/574—4624 (FAX)	ANS
Apr 26—30, 1992 Pasco, Washington To Be Determined	1992 TOPICAL MEETING NEW HORIZONS IN RADIATION PROTECTION AND SHIELDING	Hans Toffer, HO-38 Westinghouse Hanford Co. P.O Box 1970 Richland, WA 99352 509/376-2894 509/376-6282 (FAX)	RPSD/ANS-Richland Section/HPS
Jun 07—12, 1992 Boston, MA Boston Marriott Copley Place	1992 ANNUAL MEETING	Andrew J. Kadak Yankee Atomic Electric Co. 580 Main Street Bolton, MA 01740-1398 508/779-6711 ext. 2207	ANS
	THE TENTH TOPICAL MEETING ON THE TECHNOLOGY FUSION ENERGY	Stephen O. Dean Fusion Power Associates 2 Professional Drive Suite 248 Gaithersburg, MD 20879 301/258-0545	FED/ANS-Northeastern Section/MSTD/DOE/MIT/O RNL/Fusion Pwr Assoc

**AMERICAN NUCLEAR SOCIETY
CALENDAR OF APPROVED MEETINGS**

DATE/LOCATION	TITLE	CHAIRMAN OR CONTACT	SPONSOR(S)
	EMBEDDED TOPICAL MEETING ON RISK MANAGEMENT — EXPANDING HORIZONS	Robert L. Long GPU Nuclear Corp. 1 Upper Pond Road Parsippany, NJ 07054 201/316-7484 201/316-7802 (FAX)	PD/ANS-Northeastern Section/ALChE/ETD/NRSD /EPRI/HF/ROD/SRA/ANI/IAEA/NCSD
		B. John Garrick Pickard, Lowe & Garrick 2260 University Drive Newport Beach, CA 92660 714/650-8000 714/646-9023 (FAX)	
Aug 14—17, 1992 Jackson Hole, WY Snow King Resort	NUCLEAR TECHNOLOGIES FOR SPACE EXPLORATION	David M. Woodall INEL, EG&G Idaho P.O. Box 1625 Idaho Falls, ID 83415-2516 208/526-9558	ETD/ANS-Idaho Section
		Dave Buden INEL EG&G Idaho P.O. Box 1625 Idaho Falls, ID 83415	
Aug 23—26, 1992 San Diego, CA Town & Country Hotel	1992 BI-ANNUAL ANS/ASME TOPICAL MEETING	Loyd A. Wright P.O. Box 128, M/S D3B San Clemente, CA 92672 714/368-9516	PD/ANS-San Diego Section/ASME
Sep 08—11, 1992 Raleigh, NC Radisson Hotel	INDUSTRIAL RADIATION AND RADIOISOTOPE MEASUREMENT APPLICATIONS	William Troxler Troxler Electronics 3008 Cornwallis Road Box 12054 Rarch Triangle Pk, NC 27709 919/549-8661	IRD/ANS-Eastern Carolinas Section/Troxler Electronics
		All Regimand Troxler Electronics 3008 Cornwallis Road Box 12054 Rarch Triangle Pk, NC 27709 919/549-8661	
Sep 13—17, 1992 To Be Determined	INT'L CONFERENCE ON LIQUID METAL REACTOR FUELS FOR RELIABLE ENERGY	L.C. Walters Argonne National Lab P.O. Box 2528 Idaho Falls, ID 83403-2528 208/526-7384	MSTD/IAEA
Sep 13—17, 1992 Boise, Idaho To Be Determined	SPECTRUM'92: HAZARDOUS AND RADIOACTIVE WASTE MANAGEMENT	Clyde W. Frank USDOE 1000 Independence Ave. EM-50/6B-158 Washington, D.C. 20585	FCWMD/ANS-Idaho Section/ESD/DOE/US Air Force
		Robert R. Stiger INEL, EG&G Idaho Inc. P.O. Box 1625 Idaho Falls, ID 83415 208/526-8505	

**AMERICAN NUCLEAR SOCIETY
CALENDAR OF APPROVED MEETINGS**

DATE/LOCATION	TITLE	CHAIRMAN OR CONTACT	SPONSOR(S)
Sep 21—24, 1992 Salt Lake City, UT Little America Hotel	INT'L TOPICAL MEETING ON NUCLEAR REACTOR THERMAL HYDRAULICS TOWARDS THE NEXT GENERATION OF NUCLEAR POWER REACTORS	Paul North EG&G Idaho Inc. P.O. Box 1625 Idaho Falls, ID 83415 208/526-9630	THD/ANS-Idaho Section
Nov 15—20, 1992 Chicago, IL McCormick Center Hotel	1992 ANS/ENS INT'L MEETING	S. Michael Modro INEL, EG&G Idaho Inc. P.O. Box 1625 Idaho Falls, ID 83415-2507 208/526-9402 ANS General Chairman Robert Avery Argonne National Laboratory 9700 S. Cass Avenue, Bldg. 208 Argonne, IL 60439 708/972-4572 ENS General Chairman Jean P. van Dievoet BELGONUCLEAIRE SA Rue du Champ de Mars, 25 B-1050 Brussels, Belgium	ANS/ENS
1993			
Apr 18—21 Oak Ridge, TN To Be Determined	NUCLEAR PLANT INSTRUMENTATION, CONTROL AND MAN-MACHINE INTERFACE TECHNOLOGIES	Ernest G. Silver Oak Ridge National Lab Martin Marietta Energy P.O. Box 2009, MS#8065 Building 9201-3 Oak Ridge, TN 37831 615/574-0733 615/574-0334 (FAX)	HFD/ANS-Oak Ridge/Knoxville Section/EPRI Univ Of TN
Jun 20—24, 1993 San Diego, CA Town & Country Hotel	1993 ANNUAL MEETING		ANS
Sep 26 — Oct 01, 1993 Albuquerque, NM Albuquerque Marriott	THE TECHNICAL BASIS FOR MEASURING, MODELING, MITIGATING TOXIC AEROSOLS	Mark D. Hoover Inhalation Toxicology Rsrch Inst P.O. Box 5890 Albuquerque, NM 87185-5890 505/844-2306 505/844-9171 (FAX)	ESD/ANS-Trinny Section/NRSD HPS

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

Теория и расчет ядерных реакторов

Nuclear reactor theory and calculations

Грабежной В.А., Румянцев Г.Я. Расчет радиального и аксиального эффективных коэффициентов диффузии методом вероятностей первых столкновений 3

Grabeznoi V.A., Rumiantsev G.Ya. Calculation of the Radial and Axial Effective Diffusion Coefficients by the FCP- Method 3

Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Эффективность регулятора в йодной яме 8

Gerasimov A.S., Zaritskaya T.S., Rudik A.P. Control Rod Effectivity During the Xenon Extrapoisoning 8

Глебов В.Б., Куликов Г.Г., Хромов В.В., Коробейникова Л.В., Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. Расчет чувствительности реакторных характеристик к константам с учетом изменения нуклидного состава реактора в процессе кампании 11

Glebov V.B., Kulikov G.G., Khromov V.V. Korobeinikova L.V., Manturov G.N., Nikolaev M.N. Calculation of Sensitivities of Reactor Characteristics to Cross Sections with Taking Fuel Burnup Effect into Account 11

Усыннин Г.Б., Чирков В.А., Африн Б.А. Ценность изотопов плутония по воспроизводству топлива в реакторе на быстрых нейтронах 17

Usynin G.B., Chirkov V.A., Afrin B.A. Plutonium Isotopes Worth for Fuel Reproduction in a Fast Reactor 17

Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Расчетно-экспериментальное восстановление пространственно неравномерного распределения плотности потока нейтронов в реакторе 19

Zaritskaya T.S., Rudik A.P. Computational-Experimental Reconstruction of Space-Uneven Distribution of Neutron Flux in a Reactor 19

Шевелев Я.В., Айрапетян А.А., Шахабасян Н.В., Тадевосян В.О. Алгоритм быстрого расчета полей энерговыделения в реакторе ВВЭР-440 22

Shevelev Ya.V., Hairapetian A.A., Shahabasian N.V., Tadevosian V.O. The Algorithm for WWER-440 Power Density Fast Calculation 22

Программы и комплексы программ

Codes and Code Complexes

Аннотация программы УНИРАСОС-П 27

Code УНИРАСОС-П abstract 27

Аннотация программы КАССЕТА-2 29

Code КАССЕТА-2 abstract 29

Аннотация программы ПЕРМАК-360В 31

Code ПЕРМАК-360В abstract 31

Аннотация программы БИПР-7 33

Code БИПР-7 abstract 33

Аннотация программы АЛЬБОМ 35

Code АЛЬБОМ abstract 35

Аннотация программы ПИР-ВОПОЛ 38

Code ПИР-ВОПОЛ abstract 38

Аннотация программы ХИПИ 39

Code ХИПИ abstract 39

Аннотация программы ПРОРОК-2М 40

Code ПРОРОК-2М abstract 40

Аннотация программы AZIMUT 43

Code AZIMUT abstract 43

Экспериментальные исследования

Experimental Investigations

Едчик И.А., Носов Г.А., Сапожников В.В., Ярошевич О.И. Определение критических нагрузок однородных систем $UO_2-ZrH_{1,89}$ и UO_2-H_2O с топливом 21- и 36%-обогащения по ^{235}U 45

Yedchik I.A., Nosov G.A., Sapozhnikov V.V., Yaroshevich O.I. Determination of the Critical Loadings of the Uniform $UO_2-ZrH_{1,89}$ and UO_2-H_2O Critical Systems with 21% and 36% Enriched ^{235}U Fuel 45

Вихров В.И., Зарицкий С.М., Хрусталеv А.В., Ошмера Б., Томашек Ф., Хогел Й., Холман М. Исследования характеристик нейтронных полей в околоректорном пространстве реакторов ВВЭР-440 для уточнения радиационной нагрузки корпусов 48

Ядерная энергетика

Проселков В.Н., Симонов К.В., Пыткин Ю.Н. Совершенствование топливного цикла реакторов ВВЭР-440 52

Проселков В.Н., Симонов К.В., Пыткин Ю.Н., Лобов В.И., Панин М.В. Некоторые аспекты повышения эффективности внутреннего топливного цикла ВВЭР-440 56

Елагин Ю.П. Модельно-программное обеспечение прогнозных исследований по атомной энергетике: генератор линейных моделей 62

Шевелев Я.В., Клименко А.В. Выгодна ли народному хозяйству самокупаемость предприятий ядерного топливного цикла? 65

Проблемы безопасности

Будаев М.А., Зубарева Н.В. Последствия поступления водорода в защитную оболочку АЭС с ВВЭР-1000 при аварии с плавлением активной зоны 73

Доклады, представленные на 5-ю Всесоюзную научную конференцию по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок (Серпухов, сентябрь 1989 г.)

Дубинин А.А., Кураченко Ю.А., Левченко В.М., Пышко А.П. Комплексные методики расчета защиты от излучений 76

Стумбур Э.А., Милютин З.Н., Румянцев Г.Я. Расчетные схемы метода дискретных ординат четвертого порядка для решения уравнения переноса в одномерных геометриях 78

Кураченко Ю.А. Эффективные модификации P_n -приближения в комбинированных схемах расчета характеристик защиты от излучений 82

Жарков В.П., Киселев А.Н., Нетеча М.Е. Использование SP_L - метода для расчетов защиты 85

Суслов И.Р. Применение метода характеристик в сложной геометрии (МССГ-схема) для расчетов защиты от ионизирующих излучений 88

Берзонис М.А., Болятко В.В., Савицкий В.И., Усанов В.И. Исследование поля нейтронов в макете нейтронновода быстрого реактора 90

Vikhrov V.I., Zaritsky S.M., Khrustalev A.V., Ošmera B., Tomašek F., Hogel J., Holman M. Investigations of the Neutron Field Characteristics in the WWER-440 Near-Vessel Space for the More Accurate Definition of the Vessel Radiation Damage 48

Nuclear Energy

Prosiolkov V.N., Simonov K.V., Pytkin Yu.N. Fuel Cycle of VVER-440 Reactor Modernization 52

Prosiolkov V.N., Simonov K.V., Pytkin Yu.N., Lobov V.I., Panin M.V. Some Aspects of VVER-440 Fuel Cycle Efficiency Increasing 56

Elagin Yu.P. Software in the Field of Forecasting Nuclear Energy Development: A Linear Models Generator 62

Shevelev Ya.V., Klimenko A.V. Is Self Repayment of the Nuclear Fuel Cycle Plants Profitable for National Economy? 65

Safety Problems

Budaev M.A., Zubareva N.V. Consequences of Hydrogen Entering into Containment of Nuclear Power Plant with WWER-1000 During Core Meltdown Accidents 73

Papers of 5. All-Union Scientific Conference on Radiation Shielding (Serpukhov, September 1989)

Dubinina A.A., Kurachenko Yu.A., Levchenko V.M., Pyshko A.P. Complex Methods for Shield Calculations 76

Stumbur E.A., Miliutina Z.N., Rumiantsev G.Ya. One-Dimensional 4-Order Calculation Schemes for Discrete Ordinates Transport Equation 78

Kurachenko Yu.A. The Effective Modifications of the P_n - Method in the Compound Schemes for the Shield Calculations 82

Zharkov V.P., Kiselev A.N., Netecha M.E. The Usage of SP_L - Method for Shielding Calculation 85

Suslov I.R. Method of Characteristics in Complex Geometry for Shielding Calculations 88

Berzonis M.A., Bolyatko V.V., Savitsky V.I., Ussanov V.I. Neutron Streaming Analysis of the LMFBR Neutron Guide Mockup 90

Николаев А.Н., Забудко А.Н. Исследования глубокого прохождения быстрых нейтронов через многослойные защиты на экспериментальных установках средней мощности 93

Андросенко А.А., Андросенко П.А., Забудко А.Н., Кременецкий А.К., Николаев А.Н., Трыков Л.А. Экспериментальная установка нового типа — лабораторный аналог экспериментального устройства на исследовательском реакторе 95

Информация о конференциях 98

Nikolaev A.N., Zabudko A.N. The Investigation of Fast Neutron Deep Penetration Through the Multislab Shield on the Experimental Device of Middle Power 93

Androsenko A.A., Androsenko P.A., Zabudko A.N., Kremenetsky A.K., Nikolaev A.N., Trykov L.A. Experimental Facility of Innovative Type — the Laboratory Analog of Research Reactor Experimental Device 95

Information about Conferences 98

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Физика ядерных реакторов

Выпуск 1(26)

Ответственный за выпуск С.М. Зарицкий

Редакторы О.В. Базанова, И.Н. Фролова
Технический редактор С.К. Сведлова
Корректор Г.А. Матвеева

Подписано в печать 15.11.91. Формат 60x90/8
Офсетная печать. Усл. печ. л. 13,0. Уч.-изд. л. 13,0+0,5 вкл.
Тираж 300. Заказ 219. 21 статья. Индекс 3646

Отпечатано в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

3 р. 90 к.

Индекс 3646

ISSN 0205—4671. Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1, с. 1—104