621.039.5
В74

ISSN 0205—4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика ядерных реакторов

ВЫПУСК
4

1992

621.039.5
В 74

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР "КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ"

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

36235-4/8

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 Г.

ВЫПУСК 4

ФИЗИКА И МЕТОДЫ РАСЧЕТА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

МОСКВА—1992

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова
БИБЛИОТЕКА

Выпуски «Физика и методы расчета ядерных реакторов»
подготавливаются Российским научным центром «Курчатовский институт»
и ранее выходили в составе серии «Физика и техника ядерных реакторов»
Данный выпуск двадцать восьмой.

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 серии «Физика и методы расчета ядерных реакторов» публикуются материалы по следующим вопросам:

— теория и методы расчета ядерных реакторов, бланкетов 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, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений; 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 Российский научный центр «Курчатовский институт» на имя главного редактора серии.

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

— 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.

Редколлегия выпуска «Физика и методы расчета ядерных реакторов» извещает авторов и читателей сборника, что начиная с выпуска № 1 1992 г. мы публикуем статьи как на русском, так и на английском языке. Мы просим также авторов снабжать материалы, написанные на русском языке, развернутыми рефератами и аннотациями на английском языке.

© Российский научный центр «Курчатовский институт», 1992

УДК 621.039.5

ПОЛНОСТЬЮ СБАЛАНСИРОВАННЫЙ МНОГОГРУППОВОЙ МЕТОД

Б.Д. Абрамов
Физико-энергетический институт, 249020, Обнинск

Изложена математическая концепция многогруппового метода повышенного баланса и точности.

FULL BALANCED MULTIGROUP METHOD. B.D. ABRAMOV. New mathematical concept of multigroup method is consindered.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы возрос интерес к проблемам многогруппового метода [1, 2]. Характеризуя состояние дел в этой области в целом как удовлетворительное, авторы известной монографии [2] вместе с тем указывают, что «даже солидные методические руководства по теории переноса нейтронов и теории реакторов не содержат обоснования применимости многогруппового метода» и более того, «обосновать многогрупповое приближение лишь математическими средствами, которыми оперирует теория переноса излучения, практически невозможно», ибо «многогрупповое приближение, по существу, не является математическим приближением». Тем самым констатируется наличие определенных проблем в плане теоретического обоснования многогруппового метода. Нам кажется, что некоторые из таких проблем могут быть решены в рамках концепции многогруппового метода, допускающей, в принципе, строгое математическое обоснование и обобщающей концепцию метода групп монографии [1] по линии расширения набора сохраняемых функционалов.

Согласно этой концепции (см. также [3]) групповые гомогенизированные константы определяются в ходе итерационного процесса из условия сохранения с любой наперед заданной точностью (лимитируемой, разумеется, неопределенностями ядерных данных) интегрального по каждой зоне и группе баланса нейтронов при переходе от исходной модели реактора к многогрупповой, т.е. из условия сохранения $k_{эф}$, а также функционалов типа чисел процессов, интегральных поверхностных токов и (что является отличительной особенностью) интегральных потоков по зонам и группам с некоторым произвольно выбранным весом. Такой подход не противоречит традиционному и может быть использован в целях уточнения последнего, скажем, при описании гетерогенных зон.

Схема предлагаемого процесса является, строго говоря, некоторой схемой итерационного решения исходной задачи (в известной мере аналогичной схемам метода осреднения функциональных поправок Ю.Д. Соколова, КР-метода В.И. Лебедева, метода крупной сетки Р.П. Федоренко и некоторых других методов ускорения сходимости [4, 5]), в которой многогрупповое уравнение играет роль процедуры ускорения сходимости (уравнения на крупной сетке). Однако учет специфики задачи позволяет внести в эту схему ряд существенных упрощений, допускающих ее трактовать как схему решения задачи в многогрупповом приближении с итерационным уточнением констант. Важнейшим из этих упрощений является замена истинных граничных условий сшивки для погрешности групповой аппроксимации на границах раздела гомогенизируемых зон приближенными граничными условиями ячеечного типа, в результате чего задача определения погрешности распадается на ряд не связанных между собой ячеечных задач и, таким образом, приобретает характер второстепенной задачи, используемой лишь для подготовки групповых гомогенизированных констант и, возможно, для восстановления тонкой структуры решения. Радикальное упрощение другого рода вытекает из возможности замены кинетического многогруппового уравнения диффузионным. В последнем случае предлагаемая схема переходит в схему итерационного уточнения констант для многогруппового диффузионного уравнения со специальным способом усреднения коэффициента диффузии, учитывающим истинный ход глобального решения в реакторе.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В основе физических расчетов ядерных реакторов лежит, как известно, задача отыскания положительного решения $\psi \geq 0$ и соответствующего ему собственного значения $k_{эф} > 0$ уравнения

$$M\psi = F\psi / k_{эф}, \qquad (1)$$

где M, F — операторы, задаваемые формулами

$$M\psi = \Omega\nabla\psi + C\psi,\ C\psi = \Sigma\psi - S\psi,\ S = K_s,\ F = K_f, \qquad (2)$$

$$K_b\psi = \int du' \int d\Omega' \omega_b(x, u, u', \mu_0)\, \psi(x, u', \Omega'),\ b = s, f,$$

на функциях $\psi(x, u, \Omega)$, удовлетворяющих определенным условиям гладкости внутри и вакуумному граничному условию на поверхности Γ объема G реактора.

На практике вместо уравнения (1) решается обычно упрощенное уравнение типа

$$\widetilde{M}\widetilde{\psi} = \widetilde{F}\widetilde{\psi}/\widetilde{k}_{эф}, \tag{3}$$

соответствующее замене функций $\Sigma(x, u)$, $\omega_b(x, u, u', \mu_0)$ на некоторые, как правило, кусочно-постоянные функции $\widetilde{\Sigma}(x, u)$, $\widetilde{\omega}_b(x, u, u')$, значения которых, называемые групповыми гомогенизированными константами, подбираются из каких-либо условий близости задач (1), (3). Различным путям подбора функций $\widetilde{\Sigma}$, $\widetilde{\omega}_b$ посвящена обширная литература, обзор которой можно найти, например, в [1, 2, 6—13]. Рассмотрим уточненные варианты такого рода подбора, вытекающие из положений работ [3, 5]. Предположим, что область G разбита на конечное число непересекающихся подобластей (гомогенизируемых зон) G_n, $n = \overline{1, N}$, интервал $[\underline{u}, \overline{u}]$ рассматриваемых значений летаргии u — на конечное число непересекающихся подынтервалов (энергетических групп) (u_{i-1}, u_i), $i = \overline{1, I}$. Значения функций $\widetilde{\Sigma}(x, u)$, $\widetilde{\omega}_b(x, u, u')$ при $x \in G_n$, $u \in (u_{i-1}, u_i)$, $u' \in (u_{j-1}, u_j)$ определим формулами

$$\widetilde{\Sigma}(x, u) = \Sigma_n^i, \quad \widetilde{\omega}_b(x, u, u') = h_{bn}(x, u)\, g(u')\, \omega_{bn}^{j\to i}/4\pi,$$

$$\Sigma_n^i = \frac{(g\theta_n^i, \Sigma\psi)}{(g\theta_n^i, \psi)}, \quad \omega_{bn}^{j\to i} = \frac{(g\theta_n^i, K_b\theta_n^j\psi)}{(g, \theta_n^j\psi)}, \tag{4}$$

где $g(u) > 0$ — некоторая фиксированная функция, выбираемая произвольным образом, такая, что

$$\int_{u_{i-1}}^{u_i} du\, g(u) = \int_{u_{i-1}}^{u_i} du\, g(u)\, h_{bn}(x, u) = 1, \tag{5}$$

h_{bn} — какая-либо из функций типа

$$h_{bn}(x, u) = 1, \tag{6}$$

$$h_{bn}(x, u) = \int_{G_n} dx \int d\Omega\, K_b\widetilde{\psi}/(g\theta_n^i, K_f\widetilde{\psi}), \tag{7}$$

$$h_{bn}(x, u) = \int d\Omega\, K_b\widetilde{\psi}/\int_{u_{i-1}}^{u_i} du\, g(u) \int d\Omega\, K_b\widetilde{\psi}, \ \ldots; \tag{8}$$

$\theta_n^i(x, u)$ — характеристическая функция множества $G_n x (u_{i-1}, u_i)$, равная единице внутри и нулю вне его; $i, j = \overline{1, I}$; $n = \overline{1, N}$; $b = s, f$; $(,)$ — символ интеграла по всем рассматриваемым значениям переменных x, u, Ω.

Отметим, что вне зависимости от конкретного выбора тех или иных функций h_{bn}, моделирующих поведение решения $\widetilde{\psi}$ внутри групповых интервалов, уравнение (3) эквивалентно многогрупповой системе уравнений стандартного вида

$$\Omega\nabla\overset{\vee}{\psi}^i + \Sigma_n^i\overset{\vee}{\psi}^i = \frac{1}{4\pi}\sum_j\left(\omega_{sn}^{j\to i} + \frac{1}{\widetilde{k}_{эф}}\omega_{fn}^{j\to i}\right)\int d\Omega'\overset{\vee}{\psi}^j(x, \Omega'),$$

$$\overset{\vee}{\psi}^i(x, \Omega) = \int_{u_{i-1}}^{u_i} du\, g(u)\, \widetilde{v}(x, u, \Omega), \tag{9}$$

$$x \in G_n,\ i = \overline{1, I},\ n = \overline{1, N},$$

или, в векторно-матричной форме записи, уравнению

$$\overset{\vee\vee}{M}\overset{\vee\vee}{\psi} = \overset{\vee\vee}{F}\overset{\vee\vee}{\psi}/\widetilde{k}_{эф}. \tag{10}$$

Таким образом, этот выбор никак не сказывается на результатах многогруппового расчета. Он приобретает некоторое значение лишь в рассматриваемых ниже процессах вычисления приближенных значений констант.

Полностью сбалансированным назовем многогрупповой метод, для которого наряду с равенствами

$$\widetilde{k}_{эф} = k_{эф},\ (g\theta_n^i, \Omega\nabla\widetilde{\psi}) = (g\theta_n^i, \Omega\nabla\psi),$$
$$(g\theta_n^i, \widetilde{\Sigma}\widetilde{\psi}) = (g\theta_n^i, \Sigma\psi),\ (g\theta_n^i, \widetilde{K}_b\theta_n^j\widetilde{\psi}) = (g\theta_n^i, K_b\theta_n^j\psi), \tag{11}$$

выражающими условия сохранения $k_{эф}$, а также величин типа интегральных поверхностных токов и чисел процессов (скоростей реакций) по зонам и группам с весом g, сохраняются величины типа интегральных потоков:

$$(g\theta_n^i, \widetilde{\psi}) = (g\theta_n^i, \psi),$$
$$i, j = \overline{1, I},\ n = \overline{1, N},\ b = s, f. \tag{12}$$

Сформулированные ранее определения в общем случае не гарантируют такого сохранения. Для этого, согласно [3], необходимо модифицировать уравнение (3), полагая, например,

$$\widetilde{M}\widetilde{\psi} = \widetilde{F}\widetilde{\psi}/\widetilde{k}_{эф} + \widetilde{P}\widetilde{\psi},\ (g\theta_n^i, \widetilde{P}\widetilde{\psi}) = 0, \tag{13}$$

где $\widetilde{P}$ — некоторый ортогональный к g оператор, скажем,

$$\widetilde{P}\widetilde{\psi} = \frac{3}{4\pi}p_n^i\int d\Omega'\mu_0\,\widetilde{\psi}(x, u, \Omega'), \tag{14}$$

$$\widetilde{P}\widetilde{\psi} = p_n^i\,[\widetilde{\psi}(x, u, \Omega) - h_{sn}(x, u)\int d\Omega'\overset{\vee}{\psi}^i(x, \Omega')/4\pi\,], \tag{15}$$

$$\widetilde{P}\widetilde{\psi} = \sum_{m=-1}^{1} Y_{1m}(\Omega)\, p_{mn}^i\int d\Omega'\overline{Y}_{1m}(\Omega')\,\widetilde{\psi}(x, u, \Omega'), \ \ldots, \tag{16}$$

$\mu_0 = \sum_{m=-1}^{1} Y_{1m}(\Omega)\overline{Y}_{1m}(\Omega')$ — косинус угла между векторами Ω, Ω', надчеркивание — знак комплексного сопряжения, $Y_{1m}(\Omega)$ — сферическая функция [3]; p_n^i, p_{mn}^i — константы нового типа (свободные параметры), подбираемые из условий (12).

Тем самым задача сохранения функционалов (11), (12) сводится к задаче уточнения многогрупповой индикатрисы рассеяния либо за счет введения эффективной линейной анизотропии (14), (16), либо в приближении типа транспортного (15), а задача подбора групповых гомогенизированных констант распадается на две задачи: подбора констант обычного типа (4), не зависящих от $\widetilde{\psi}$, и констант нового типа, зависящих от $\widetilde{\psi}$.

Отметим, что в рамках диффузионного приближения последняя задача сводится к задаче подбора коэффициентов диффузии. Действительно, полагая приближенно

$$\overset{\vee}{\psi}{}^i(x,\Omega) \simeq \left[\overset{\vee}{\phi}{}^i(x) + 3\sum_{m=-1}^{1} Y_{1m}(\Omega)\overset{\vee}{J}{}^i_m(x)\right]/4\pi, \quad (17)$$

$$\overset{\vee}{\phi}{}^i(x) = \int d\Omega\,\overset{\vee}{\psi}{}^i(x,\Omega),\ \overset{\vee}{J}{}^i_m(x) = \int d\Omega\,\overline{Y}_{1m}(\Omega)\overset{\vee}{\psi}{}^i(x,\Omega),$$

приходим в случаях (14), (15) и соответственно (16) к многогрупповым диффузионным уравнениям

$$-\nabla D^i_n\nabla\overset{\vee}{\phi}{}^i + \Sigma^i_n\overset{\vee}{\phi}{}^i = \sum_j\left(\omega^{j\to i}_{sn} + \frac{1}{\tilde{k}_{эф}}\omega^{j\to i}_{fn}\right)\overset{\vee}{\phi}{}^j, \quad (18)$$

$$-\sum_{m=-1}^{1}\overline{\nabla}_m D^i_{mn}\nabla_m\overset{\vee}{\phi}{}^i + \Sigma^i_n\overset{\vee}{\phi}{}^i = \sum_j\left(\omega^{j\to i}_{sn} + \frac{1}{\tilde{k}_{эф}}\omega^{j\to i}_{fn}\right)\overset{\vee}{\phi}{}^j, \quad (19)$$

аппроксимирующим уравнение (13), где

$$D^i_n = 1/3\,(\Sigma^i_n - p^i_n),\ D^i_{mn} = 1/3\,(\Sigma^i_n - p^i_{mn}) \quad (20)$$

— искомые коэффициенты диффузии и учтены формулы

$$\Omega\nabla = \sum_{m=-1}^{1} Y_{1m}(\Omega)\nabla_m,\ \nabla_m = \frac{3}{4\pi}\int d\Omega\,\overline{Y}_{1m}(\Omega)\,\Omega\nabla, \quad (21)$$

в силу которых $\overline{\nabla}_m\nabla_m$ — проекция оператора $\nabla^2 = \Delta$ на соответствующее (вообще говоря, произвольное) направление.

ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА РЕШЕНИЯ

В целях реализации намеченной программы подбора групповых гомогенизированных констант вводится погрешность групповой аппроксимации $\psi' = \psi - \tilde{\psi}$, удовлетворяющая уравнению

$$M\psi' = \frac{1}{k_{эф}}F\psi - \frac{1}{\tilde{k}_{эф}}\tilde{F}\tilde{\psi} + (\tilde{C} - C)\,\tilde{\psi} - \tilde{P}\tilde{\psi}, \quad (22)$$

вытекающему из уравнений (1), (13), и рассматривается задача о совместном решении уравнений (13), (22) с условиями

$$\tilde{k}_{эф} = k_{эф},\ (g\theta^i_n, \psi') = 0,\ i = \overline{1, I},\ n = \overline{1, N}, \quad (23)$$

скажем, в ходе итерационного процесса

$$\begin{aligned} M\psi'_{k+1} &= Q'_k + (\tilde{C}_k - C)\,\tilde{\psi}_{k+1} - \tilde{P}_{k+1}\tilde{\psi}_{k+1},\\ \tilde{M}_k\tilde{\psi}_{k+1} &= \tilde{Q}_k + \tilde{P}_k\tilde{\psi}_{k+1},\\ (g\theta^i_n, \psi'_{k+1}) &= 0, \end{aligned} \quad (24)$$

где $\tilde{M}_k, \tilde{C}_k, \tilde{P}_k$ — операторы $\tilde{M}, \tilde{C}, \tilde{P}$ с коэффициентами, вычисляемыми по прежним формулам с заменой ψ, $\tilde{\psi}$ на ψ_k, $\tilde{\psi}_k$:

$$[\Sigma^i_n]_k = \frac{(g\theta^i_n, \Sigma\psi_k)}{(g\theta^i_n, \psi_k)},\ \left[\omega^{j\to i}_{bn}\right]_k = \frac{(g\theta^i_n, K_b\theta^j_n\psi_k)}{(g, \theta^j_n\psi_k)}, \ldots, \quad (25)$$

$$Q'_k = Q_k - \tilde{Q}_k,\ Q_k = F\psi_k,\ \tilde{Q}_k = \tilde{F}_k\tilde{\psi}_k,\ (g\theta^i_n, Q'_0) = 0,$$

причем условия $(g\theta^i_n, \psi'_{k+1}) = 0$ для определения коэффициентов $[p^i_n]_{k+1}$, $[p^i_{mn}]_{k+1}$ преобразуются к системе линейных алгебраических уравнений

$$(\psi^*_{ni}, Q'_k + (\tilde{C}_k - C - \tilde{P}_{k+1})\,\tilde{\psi}_{k+1}) = 0, \quad (26)$$

вытекающих из уравнений (24) и уравнений

$$M^*\psi^*_{ni} = g\theta^i_n, \quad (27)$$

где M^* — оператор, сопряженный к оператору M; $i, j = \overline{1, I}$; $n = \overline{1, N}$. Тогда при всех $k = 0, 1, 2, \ldots$ будет

$$(g\theta^i_n, \psi'_{k+1}) = (g\theta^i_n, \Omega\nabla\psi'_{k+1}) = (g\theta^i_n, Q'_k) = 0. \quad (28)$$

Стало быть (см. также [3]), если данный процесс сходится, то он сходится к искомому решению $\tilde{\psi}$ нелинейной задачи (13), реализующему равенства (11), (12). Причем

$$\tilde{k}_{эф} = \lim_{k\to\infty}(g, \tilde{Q}_{k+1})/(g, \tilde{Q}_k) = k_{эф}, \quad (29)$$

$$(g\theta^i_n, \Omega\nabla\psi') \equiv \int d\Omega\int_{\Gamma_n} d\gamma\,\Omega n(x)\int_{u_{i-1}}^{u_i} du g(u)\,\psi'(x, u, \Omega) = 0,$$

где $\int_{\Gamma_n} d\gamma\ldots$ — интеграл по поверхности Γ_n зоны G_n; $n(x)$ — единичный вектор внешней нормали к Γ_n; $\Omega n(x)$ — косинус угла между векторами Ω и $n(x)$.

Таким образом, проблема обоснования предлагаемой концепции полностью сбалансированного многогруппового метода сводится на этом пути к обоснованию сходимости процесса (24), (27). Неизвестно, сходится ли он в общем случае, однако в случае выбора достаточно детального разбиения на зоны и группы, когда поправка $\tilde{P}\tilde{\psi}$ в уравнении (13) становится малой, он, по-видимому, сходится, ибо при $\tilde{P}\tilde{\psi} \equiv 0$ сходится соответствующий процесс

$$\tilde{M}_k\tilde{\psi}_{k+1} = \tilde{Q}_k,\ M\psi'_{k+1} = Q'_k + (\tilde{C}_k - C)\,\tilde{\psi}_{k+1}, \quad (30)$$

эквивалентный процессу итераций источников деления

$$\begin{aligned} M\psi_{k+1} &= Q_k,\ k = 0, 1, \ldots;\\ k_{эф} &= \lim_{k\to\infty}(g, Q_{k+1})/(g, Q_k). \end{aligned} \quad (31)$$

РАЗЛИЧНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

В приложениях целесообразно, опираясь на последнее балансное соотношение в (29), аппроксимировать истинные граничные условия сшивки для функции ψ' на границах Γ_n раздела гомогенизируемых зон G_n приближенными граничными условиями ячеечного типа, т.е. условиями периодичности, отражения и т.д., в рамках которых уравнения $(g\theta^i_n, \Omega\nabla\psi') = 0$ заведомо выполняются. При этом задача определения ψ' во всем объеме реактора распадается на ряд не связанных между собой задач в отдельно взятых зонах, а условия $(g\theta^i_n, \psi') = 0$ удовлетворяются по существу автоматически, так что необходимость во введении поправки $\tilde{P}\tilde{\psi}$, вообще говоря, отпадает и возникающий произвол

в выборе $\widetilde{P}\widetilde{\psi}$ может быть использован в целях дальнейшего уменьшения погрешности групповой аппроксимации ψ'.

Например, можно положить в этом приближении

$$\begin{aligned}(\widetilde{M}_k - \widetilde{P}_k)\,\widetilde{\psi}_{k+1} &= \widetilde{Q}_k,\\ M_{\text{яч}}\psi'_{k+1} &= Q'_k + (\widetilde{C}_k - C - \widetilde{P}_{k+1})\,\widetilde{\psi}_{k+1},\end{aligned} \tag{32}$$

определяя коэффициенты операторов $\widetilde{P}_{k+1}$ либо из уравнений

$$\begin{aligned}\sum_j (\psi^*_{ni}\theta^j_n,\ Q'_k + (\widetilde{C}_k - C - \widetilde{P}_{k+1})\,\widetilde{\psi}_{k+1}) &= 0,\\ M^*_{\text{яч}}\psi^*_{ni} &= g\theta^i_n,\end{aligned} \tag{33}$$

либо из каких-нибудь иных условий минимизации ψ', скажем условий минимизации функционалов типа

$$(\eta^*\theta^i_n,\ Q'_k + (\widetilde{C}_k - C - \widetilde{P}_{k+1})\,\widetilde{\psi}_{k+1}), \tag{34}$$

где $M_{\text{яч}}$, $M^*_{\text{яч}}$ — соответствующие ячеечные операторы,

$$\frac{\eta^* \sim \psi^*_{ni},}{\eta^* \sim \psi^*_{ni}\,[Q'_k + (\widetilde{C}_k - C - \widetilde{P}_{k+1})\,\widetilde{\psi}_{k+1}]\,,\ \ldots\,.} \tag{35}$$

Поскольку сформулированные уравнения все еще очень сложны в реализации, наметим одну из возможных цепочек дальнейших упрощений. Так, сохраняя в разложении по сферическим гармоникам функции $Q'_k + (\widetilde{C}_k - C - \widetilde{P}_{k+1})\,\widetilde{\psi}_{k+1}$ лишь члены, пропорциональные Y_{1m}, $m = 0, \pm 1$, перейдем к следующему приближению, полагая в соответствии с (34), (35)

$$[p^i_n]_k \simeq [\Sigma^i_n]_{k-1} - [\Sigma^i_{tr,n}]_k \simeq [\Sigma^i_n]_k - [\Sigma^i_{tr,n}]_k. \tag{36}$$

Здесь Σ_{tr} определяется какой-либо из формул вида

$$\begin{aligned}[\Sigma^i_{tr,n}]_k &\simeq \sum_{m=-1}^{1} (\bar{J}^{\,i}_{mn}\theta^i_n,\ C_1\,\widetilde{J}_{mk})/\sum_{m=-1}^{1} (\bar{J}^{\,i}_{mn}\theta^i_n,\ \widetilde{J}_{mk}) \simeq\\ &\simeq \sum_{m=-1}^{1} \mathrm{Re}(\phi^*_{ni}\theta^i_n,\ \widetilde{J}_{mk}C_1\,\overline{\widetilde{J}}_{mk})/\sum_{m=-1}^{1} (\phi^*_{ni}\theta^i_n,\ |\widetilde{J}_{mk}|^2),\ \ldots,\end{aligned} \tag{37}$$

Re — символ вещественной части комплексного числа,

$$\begin{aligned}\phi^*_{ni}(x,u) &= \int d\Omega\,\psi^*_{ni}(x,u,\Omega),\\ \bar{J}^{\,i}_{mn}(x,u) &= \int d\Omega\,Y_{1m}(\Omega)\,\psi^*_{ni}(x,u,\Omega),\\ C_1\varphi \equiv \Sigma(x,u)\,\varphi(x,u) - \int du'\,\omega^{(1)}_s(x,u,u')\,\varphi(x,u') &\simeq \Sigma_{tr}\varphi,\\ \Sigma_{tr}(x,u) &= \Sigma(x,u) - \int du'\,\omega^{(1)}_s(x,u',u),\\ \widetilde{J}_{mk}(x,u) &= \int d\Omega\,\overline{Y}_{1m}(\Omega)\,\widetilde{\psi}_k(x,u,\Omega),\\ \omega^{(l)}_b(x,u,u') &= 2\pi\int_{-1}^{1} d\mu\,P_l(\mu)\,\omega_b(x,u,u',\mu),\\ b &= s, f,\quad l = 0, 1, \ldots,\end{aligned} \tag{38}$$

и предполагается, как обычно, что $\omega_f(x,u,u',\mu_0) = \omega_f(x,u,u')/4\pi$. Соответствующие формулы для $[D^{\,i}_{mn}]_k$ получаются отсюда, если в (37) снять суммы по m:

$$\begin{aligned}[D^{\,i}_{mn}]_k &\simeq (\bar{J}^{\,i}_{mn}\theta^i_n,\ \widetilde{J}_{mk})/(\bar{J}^{\,i}_{mn}\theta^i_n,\ 3C_1\,\widetilde{J}_{mk}) \simeq\\ &\simeq (\phi^*_{ni}\theta^i_n,\ |\widetilde{J}_{mk}|^2)/\mathrm{Re}(\phi^*_{ni}\theta^i_n,\ \widetilde{J}_{mk}3C_1\,\overline{\widetilde{J}}_{mk}),\ \ldots\,.\end{aligned} \tag{39}$$

Отметим, что замена $[\Sigma^i_n]_{k-1}$ на $[\Sigma^i_n]_k$, сделанная в (36), приводит наряду с дополнительным ускорением сходимости к уравнениям почти традиционного вида. Действительно, из (15), (32), (36) следует в этом случае уравнение

$$\begin{aligned}(\Omega\nabla + [\Sigma^i_{tr,n}]_k)\widetilde{\psi}_{k+1} = h^k_{fn}\sum_j \left[\omega^{j\to i}_{fn}\right]_k \int d\Omega'\,\overset{\vee}{\psi}{}^j_k(x,\Omega')/4\pi +\\ + h_{sn}\sum_j \left\{\left[\omega^{j\to i}_{sn}\right]_k - ([\Sigma^i_n]_k -\right.\\ \left. - [\Sigma^i_{tr,n}]_k)\,\delta_{ij}\right\}\int d\Omega'\,\overset{\vee}{\psi}{}^j_{k+1}(x,\Omega')/4\pi,\end{aligned} \tag{40}$$

характерное для транспортного приближения, из (16), (32), (36) в рамках диффузионного приближения вытекает уравнение

$$\begin{aligned}-\sum_{m=-1}^{1} \overline{\nabla}_m [D^{\,i}_{mn}]_k\,\nabla_m\widetilde{\Phi}_{k+1} + [\Sigma^i_n]_k\,\widetilde{\Phi}_{k+1} =\\ = h^k_{sn}\sum_j \left[\omega^{j\to i}_{sn}\right]_k \overset{\vee}{\phi}{}^j_{k+1} + h^k_{fn}\sum_j \left[\omega^{j\to i}_{fn}\right]_k \overset{\vee}{\phi}{}^j_k,\end{aligned} \tag{41}$$

обобщающее уравнение (19), и т.д., где $h^k_{bn}(x,u)$ — какая-либо из функций (6)—(8) при $\widetilde{\psi} = \widetilde{\psi}_k$, $x \in G_n$, $u \in (u_{i-1}, u_i)$,

$$\begin{aligned}\widetilde{\Phi}_k(x,u) &= \int d\Omega\,\widetilde{\psi}_k(x,u,\Omega),\\ \widetilde{J}_{mk}(x,u) &= -[D^{\,i}_{mn}]_{k-1}\,\nabla_m\widetilde{\Phi}_k(x,u).\end{aligned} \tag{42}$$

Полагая, в свою очередь, приближенно

$$M_{\text{яч}}\psi'_{k+1} = \int d\Omega\,[Q'_k + (\widetilde{C}_k - C)\,\widetilde{\psi}_{k+1}]/4\pi, \tag{43}$$

приходим к одной из простейших замкнутых систем уравнений, аппроксимирующих в некотором смысле уравнения (24)—(27). Приближенное решение задачи (1) в транспортном приближении сводится в этом случае, например, к выбору начального приближения $\psi_0 = \widetilde{\psi}_0 > 0$, вычислению констант $[\Sigma^i_n]_0$, $\left[\omega^{j\to i}_{bn}\right]_0$, $[\Sigma^i_{tr,n}]_0$ и функций $h^0_{bn}(x,u)$, отысканию решения ψ_1 соответствующего многогруппового транспортного уравнения $(\overset{\vee}{M}_0 - \overset{\vee}{P}_0)\,\overset{\vee}{\psi}_1 = \overset{\vee}{Q}_0$, восстановлению (если используются определения типа (7), (8), ибо в случае (6) $\widetilde{\psi} = \overset{\vee}{\psi}$) на этой основе $\widetilde{\psi}_1$ из решения уравнения (40) с известной правой частью и определению ψ'_1 из решения соответствующих ячеечных задач (43). После этого полагается $\psi_1 = \widetilde{\psi}_1 + \psi'_1$, и процесс повторяется до тех пор, пока значения констант не установятся с требуемой точностью. Далее можно обратиться к решению уравнения $(\overset{\vee}{M} - \overset{\vee}{P})\,\overset{\vee}{\psi} = \overset{\vee}{F}\psi/\widetilde{k}_{\text{эф}}$ с этими константами. Аналогичным образом, переходя от транспортных уравнений к диффузионным, получаем соответствующие схемы приближенного решения задачи в диффузионном приближении.

Дальнейшие упрощения могут быть получены, например, по линии рассмотрения уравнений

$$(\Omega\nabla + \Sigma)\,\psi'_{k+1} = (\overline{\Sigma}_k - \Sigma)\widetilde{\Phi}_{k+1}/4\pi \tag{44}$$

в пределах соответствующих зон и групп с ячеечными граничными условиями, введения предположений типа $\tilde{\varphi}_{k+1}(x,u) \simeq h_n^{k+1}(x,u)\overset{\vee}{\phi}{}^i_{k+1}(x)$ и т.д., где

$$h_n(x,u) = \int\limits_{G_n} dx\,\tilde{\varphi}_{k+1}(x,u) \Big/ \int\limits_{G_n} dx\,\overset{\vee}{\phi}{}^i_{k+1}(x) \qquad (45)$$

— средний по зоне G_n спектр в группе i, определяемый из уравнений типа (40), (41) приближенно в виде некоторой комбинации парциальных внутригрупповых спектров h_{bn}^k типа (7), «натекающих» в данную зону и группу из прочих зон и групп, и т.п.

ГОМОГЕННЫЕ ЗОНЫ

Покажем, что в случае гомогенных зон традиционные определения констант вытекают из сформулированных выше при выборе $h_{bn}(x,u) \equiv 1$. Действительно, для вычисления констант (25) здесь требуются лишь величины типа

$$\varphi(u) = \int d\Omega \int\limits_{G_n} dx\,\psi(x,u,\Omega), \qquad (46)$$
$$q(u) = \int d\Omega \int\limits_{G_n} dx\,Q(x,u,\Omega),\ \ldots,$$

удовлетворяющие в силу (32) уравнениям

$$C\varphi'_{k+1} = q'_k + (\tilde{C}_k - C)\,\tilde{\varphi}_{k+1},$$
$$\tilde{C}_k\tilde{\varphi}_{k+1} = \tilde{q}_k - \int d\Omega \int\limits_{G_n} dx\,\Omega\nabla\tilde{\psi}_{k+1}, \qquad (47)$$
$$\varphi_{k+1} = \tilde{\varphi}_{k+1} + \varphi'_{k+1} = C^{-1}(q'_k + \tilde{C}_k\tilde{\varphi}_{k+1}) =$$
$$= C^{-1}(q_k - \int d\Omega \int\limits_{G_n} dx\,\Omega\nabla\tilde{\psi}_{k+1}).$$

Поэтому для гомогенных зон в рамках предположений

$$\varphi_{k+1} \sim \tilde{\Sigma}_k\tilde{\varphi}_{k+1}/\Sigma,\ \varphi_{k+1} \sim C^{-1}\cdot q_k \qquad (48)$$

зависимость констант (25) от номеров итерации утрачивается, и мы приходим соответственно к следующим разновидностям известных определений (1.53)—(1.55) работы [2]:

$$\Sigma_n^i \simeq 1/\langle g/\Sigma\rangle_n^i,\ \omega_{bn}^{i\to i} \simeq \langle g, \omega_b^{(0)}/\Sigma\rangle_n^{ij}/\langle g/\Sigma\rangle_n^j, \qquad (49)$$

$$\Sigma_n^i \simeq \langle g\Sigma\,C^{-1}\chi\rangle_n^i/\langle g\,C^{-1}\chi\rangle_n^i,$$
$$\omega_{bn}^{i\to i} \simeq \langle g, \omega_b^{(0)}C^{-1}\chi\rangle_n^{ij}/\langle g\,C^{-1}\chi\rangle_n^j, \qquad (50)$$

где $C^{-1} = (\Sigma - S)^{-1} \simeq 1/\Sigma + \ldots$ — оператор, обратный к оператору C,

$$\langle a\rangle_n^i = \int\limits_{u_{i-1}}^{u_i} du\,a_n(u), \qquad (51)$$
$$\langle a, b\rangle_n^{ij} = \int\limits_{u_{i-1}}^{u_i} du\,a_n(u) \int\limits_{u_{j-1}}^{u_j} du'\,b_n(u,u'),\ \ldots,$$

и при выводе формул (50) предполагалось, что

$$\omega_f(x,u,u',\mu_0) = \chi(x,u)\,\nu\Sigma_f(x,u')/4\pi. \qquad (52)$$

Аналогичным образом из (39) в приближении $C_1 \simeq \Sigma_{tr}$ следуют соответственно формулы

$$D^i_{mn} \simeq \langle\phi^*_{ni}/\Sigma_{tr}\rangle_n^i/3\langle\phi^*_{ni}\rangle_n^i \simeq \langle g/\Sigma\Sigma_{tr}\rangle_n^i/3\langle g/\Sigma\rangle_n^i, \qquad (53)$$

$$D^i_{mn} \simeq \langle\phi^*_{ni}\rangle_n^i/3\langle\phi^*_{ni}\Sigma_{tr}\rangle_n^i \simeq \langle g/\Sigma\rangle_n^i/3\langle g\Sigma_{tr}/\Sigma\rangle_n^i,\ldots, \qquad (54)$$

обобщающие известное определение (1.56) работы [2], в силу которых зависимость коэффициентов диффузии (39) от номеров итераций и направлений также утрачивается.

Отметим, что в гомогенных ячейках $\psi^*_{ni} \equiv \phi^*_{ni}(u)/4\pi \sim g/\Sigma + \ldots$, т.е. $\bar{J}^{\,i}_{mn}(x,u) \equiv 0$, поэтому при выводе формул (53) в целях раскрытия неопределенности вида 0/0 использовалось вспомогательное соотношение $C_1^*\bar{J}^{\,i\varepsilon}_{mn} \sim \varepsilon\bar{Y}_{1m}(\Omega')\,\phi^*_{ni}$, вытекающее из уравнения

$$\theta_n^i[(C^* - \Omega\nabla)\,\psi^{*\varepsilon}_{ni} - g]\,e^{\varepsilon\Omega' x} =$$
$$= e^{\varepsilon\Omega' x}\theta_n^i[(C^* - \varepsilon\mu_0)\,\psi^{*\varepsilon}_{ni} - g] = 0, \qquad (55)$$

эквивалентного при $\varepsilon \to 0$ исходному уравнению $M^*_{\text{яч}}\psi^*_{ni} = g\theta^i_n$. Возникающие в рамках такого вывода определения ориентированы, по-видимому, на диффузионное приближение, в то время как определения типа (54) — на транспортное, когда [2, 7]

$$\omega_s(x,u,u',\mu_0) = \omega_s^{(0)}(x,u,u')/4\pi +$$
$$+ \bar{\mu}_0\Sigma_s(x,u)\,\delta(u-u')\left[\delta(\Omega-\Omega') - \frac{1}{4\pi}\right], \qquad (56)$$

ибо в последнем случае, согласно (15), (20), (36), (49), (54),

$$p_n^i \simeq \langle g\bar{\mu}_0\Sigma_s/\Sigma\rangle_n^i/\langle g/\Sigma\rangle_n^i,\ \bar{\mu}_0\Sigma_s = \Sigma - \Sigma_{tr}, \qquad (57)$$

т.е. результат получается таким, как если бы проводилось усреднение сечений в уравнениях (1), (2), (56) с весом $1/\Sigma$.

ПРОСТЕЙШИЕ ФОРМУЛЫ УТОЧНЕНИЯ КОНСТАНТ

Вышеизложенные алгоритмы могут быть использованы, очевидно, для уточнения традиционных определений констант. Проиллюстрируем это на примере определения (49). Обозначая через Σ_0^i, $\omega_{b0}^{i\to i}$ константы (49), выбранные в качестве исходных для метода (32), и опуская индекс n рассматриваемой гомогенной зоны, положим в соответствии с (47)

$$\varphi_0 = \tilde{\Sigma}_0\tilde{\varphi}_0/\Sigma,\ \varphi_1 = C^{-1}(q'_0 + \tilde{C}_0\tilde{\varphi}_1) \simeq f_0 + f_1,$$
$$f_0 = \tilde{\Sigma}_0\tilde{\varphi}_1/\Sigma,\ f_1 = (q'_0 + Sf_0 - \tilde{S}_0\tilde{\varphi}_1)/\Sigma. \qquad (58)$$

Тогда, учитывая соотношения типа [12]

$$\frac{(g,\Sigma\varphi_1)}{(g,\varphi_1)} \simeq \frac{(g,\Sigma f_0)}{(g,f_0)} + \frac{1}{(g,f_0)}\left[(g,\Sigma f_1) - \frac{(g,\Sigma f_0)}{(g,f_0)}(g,f_1)\right], \qquad (59)$$

справедливые при $(g,f_0) \gg (g,f_1)$, находим из (25)

$$\Sigma^i \simeq \Sigma_0^i + \delta\Sigma^i,\ \omega_b^{i\to i} \simeq \omega_{b_0}^{i\to i} + \delta\omega_b^{i\to i}, \qquad (60)$$

где $\delta\Sigma^i$, $\delta\omega_b^{i\to i}$ — искомые поправки к константам (49):

$$\delta\Sigma^i = \sum_j \sum_{b=s,f} \langle g(\Sigma - \Sigma_0^i)/\Sigma, \omega_b^{(0)}/\Sigma\rangle^{ij}\, \Sigma_{0b}^j \tilde{\varphi}_b^j / \tilde{\varphi}_1^i,$$

$$\delta\omega_b^{i\to i} = \sum_k \sum_{b'=s,f} \langle g, (\omega_b^{(0)} - \omega_{b_0}^{i\to i} g)/\Sigma, \omega_b^{(0)}/\Sigma\rangle^{ijk}\, \Sigma_{0b'}^k \tilde{\varphi}_{b'}^k / \tilde{\varphi}_1^i,$$

а величины $\tilde{\varphi}_b^i = \tilde{\varphi}_1^i$ при $b = s$, $\tilde{\varphi}_b^i = \tilde{\varphi}_0^i$ при $b = f$ — интегральные по зоне групповые потоки в соответствующих приближениях метода (32) (если же известно отытерированное решение $\tilde{\psi}$ надлежащего многогруппового уравнения с константами (49), то целесообразно положить $\tilde{\varphi}_1^i = \tilde{\varphi}^i$, $\tilde{\varphi}_0^i = \tilde{\varphi}^i / \tilde{k}_{эф}$).

Отметим, что данная процедура «оценки формы внутригруппового спектра» приводит, в отличие от традиционных, к коррекции всех констант, а не только так называемого сечения замедления.

ДРУГИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

При выборе в качестве исходной модели реактора некоторой многогрупповой модели сформулированные выше алгоритмы переходят в алгоритмы свертки групп (если исходные групповые константы не зависят от координаты в пределах зон), гомогенизации (если групповое разбиение остается неизменным) и т.д.

В ряде случаев актуальной является задача восстановления истинной структуры потока нейтронов внутри ячеек (кассет, сборок) реактора, скажем, по результатам расчетов в рамках стандартных программ решения многогрупповых диффузионных уравнений. Изложенный подход позволяет в некотором приближении решить эту задачу: по известным значениям потоков $\tilde{\varphi}$ и констант формируется источник в уравнении типа (43), отыскивается его решение ψ', после чего полагается $\psi \simeq \tilde{\psi} + \psi'$. Отметим, что полученное таким способом приближенное решение ψ будет, вообще говоря, испытывать разрывы на границах раздела гомогенизированных зон.

Список литературы

1. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. — М.: Госатомиздат, 1961.
2. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г., Савоськин М.М., Цибуля А.М. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Абрамов Б.Д. О задаче подбора групповых гомогенизированных констант. — ВАНТ. Сер. Ядерные константы, 1986, вып. 1, с. 52—62.
4. Иванов В.В. Методы вычисления на ЭВМ. — Киев: Наукова думка, 1985.
5. Абрамов Б.Д. Многогрупповой подход к расчету функционалов на решениях линейных интегральных уравнений. — В кн.: Интегральные уравнения в прикладном моделировании: Тез. докл. 2-й Республ. конф. — Киев: АН УССР, 1986, с. 53—54.
6. Хромов В.В., Слесарев И.С., Кузьмин А.М. Вариационный метод синтеза многогруппового нейтронного поля в многозонном реакторе. — В кн.: Инженерно-физические вопросы ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1966, с. 11—32.
7. Бергельсон Б.Г., Суворов А.П., Торлин Б.З. Многогрупповые методы расчета защиты от нейтронов. — М.: Атомиздат, 1970.
8. Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1974.
9. Румянцев Г.Я. Линейно-алгебраическая теория переноса нейтронов в плоских решетках. — М.: Атомиздат, 1975.
10. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Уточнение метода гомогенизации реактора. — Атомная энергия, 1977, т. 43, с. 247—253.
11. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. — М.: Атомиздат, 1979.
12. Шихов С.Б., Троянский В.Б. Теория ядерных реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
13. Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Нейтронно-физические константы в расчетах реакторов на тепловых нейтронах. — М.: Энергоатомиздат, 1988.

Статья поступила в редакцию 7 августа 1990 г.
Исправленный вариант получен 11 февраля 1991 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 3—8.

УДК 621.039.5

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫГОРАНИЯ И ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ТОПЛИВА ВВЭР-440 ПО КОНЦЕНТРАЦИЯМ ^{134}Cs И ^{137}Cs

Б.А. Бибичев, В.В. Кожарин
Радиевый институт, 194021, Санкт-Петербург

Рассмотрен экспериментально-расчетный метод определения выгорания и концентраций актиноидных элементов в твэлах и ОТВС реакторов типа ВВЭР по экспериментальным значениям концентраций ^{134}Cs и ^{137}Cs в топливе. Показано, что погрешность расчета выгорания топлива и концентраций изотопов U и Pu в твэлах ВВЭР-440 составляет 1,3—4,9% при условии, что погрешность измерения концентраций ^{134}Cs и ^{137}Cs составляет не более 1,7 и 1,2%.

EXPERIMENTAL AND COMPUTATIONAL METHOD FOR DETERMINATION OF BURN-UP AND ISOTOPIC COMPOSITION OF VVER-440 FUEL USING ^{134}Cs AND ^{137}Cs CONCENTRATIONS. B.A. BIBICHEV, V.V. KOZHARIN. It's considered the experimental-calculational method for determination of burn-up and actinide concentrations in fuel pins and assemblies of VVER-type reactors on basis of experimental ^{134}Cs and ^{137}Cs concentrations in fuel. If experimental errors in ^{134}Cs and ^{137}Cs are less than 1,7 and 1,2% respectively, than errors in burn-up and U and Pu concentrations in VVER-440 fuel pins are equal 1,3—4,9%.

ВВЕДЕНИЕ

Для проверки и уточнения реакторных программ необходимы экспериментальные данные о распределении выгорания топлива B и концентраций актиноидов N_A (A — массовое число нуклида) по высоте и поперечному сечению ОТВС. Получить такую информацию с помощью разрушающих методов достаточно сложно из-за больших трудоемкости и стоимости разрушающих измерений. Для решения этих задач в [1] предложен метод изотопных корреляций (МИК). Этот метод основан на эмпирических зависимостях B и N_A от отношения активностей ^{134}Cs и ^{137}Cs в топливе, которое можно измерить в данной точке по высоте твэла или ТВС γ-спектрометрическим методом без их разрушения.

Дальнейшее развитие МИК может быть связано с использованием результатов измерений концентраций некоторых долгоживущих продуктов деления или их отношений для расчета интегральной плотности потока нейтронов Ф, параметров спектра нейтронов и изотопного состава топлива [2—5]. Таким способом можно учесть локальные особенности спектра нейтронов, в котором формировался изотопный состав топлива в исследуемом твэле или ТВС. В двухгрупповом приближении для спектра нейтронов нахождение Ф и параметров спектра нейтронов сводится к нахождению плотности потока тепловых нейтронов $\Phi_т$ и жесткости спектра нейтронов γ.

ВЫБОР ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ $\Phi_т$ И γ

Различные осколочные нуклиды, образующиеся в процессе выгорания топлива, имеют разные выходы при делении ^{235}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu и ^{238}Pu, разные периоды полураспада и разные зависимости сечений захвата нейтронов от энергии. Поэтому концентрации продуктов деления в общем случае должны зависеть от начального изотопного состава топлива, длительности облучения, а также от плотности потока и спектра нейтронов. Поскольку история облучения ТВС (длительность облучения $t_n^{обл}$ и относительная мощность энерговыделения в n-м периоде облучения R_n), а также начальный изотопный состав топлива известны из паспортных данных АЭС, то можно определить $\Phi_т$ и γ по концентрациям или отношениям концентраций некоторых долгоживущих продуктов деления и вычислить изотопный состав топлива.

Наиболее пригодными для этой цели являются такие продукты деления, накопление которых в топливе различно зависит от $\Phi_т$, γ и концентрации которых можно измерить γ-спектрометрическим методом без разрушения твэлов и ТВС. Наиболее полно этим требованиям отвечают изотопы ^{137}Cs и ^{134}Cs. Первый является прямым продуктом деления, и концентрация его в топливе N_{137} в первом приближении по $\Phi_т t$ пропорциональна флюенсу тепловых нейтронов [6]:

$$N_{137} \sim (\sigma^f_{т,235} + \gamma\sigma^f_{б,235})\, N_{235}(0)\, \Phi_т t, \qquad (1)$$

где $\sigma^f_{т,235}$ — эффективное сечение деления ^{235}U, усредненное по спектру нейтронов в тепловой группе; $\sigma^f_{б,235}$ — эффективное сечение деления ^{235}U, усредненное по спектру нейтронов в эпитепловой группе; $\gamma = \Phi_б/\Phi_т$, $\Phi_б$ — плотность потока быстрых нейтронов в интервале энергий 0,625 эВ$<E<$10 МэВ; $N_{235}(0)$ — начальная концентрация ^{235}U в топливе.

^{134}Cs образуется из ^{133}Cs в реакции (n, γ). Выражение для N_{134} во втором приближении по $\Phi_т t$ имеет следующий вид:

$$N_{134} \sim (\sigma^c_{т,133} + \gamma\sigma^c_{б,133})(\sigma^f_{т,235} + \gamma\sigma^f_{б,235})\, N_{235}(0)(\Phi_т t)^2, \qquad (2)$$

$\sigma^c_{т,133}$ и $\sigma^c_{б,133}$ — сечения захвата для ^{133}Cs соответственно в тепловой и эпитепловой группах.

Для спектра нейтронов реактора ВВЭР-440 $\gamma\sigma^c_{б,133}$ значительно больше $\sigma^c_{т,133}$ (соответственно 115 и 15 б), поэтому $\sigma^c_{т,133}$ в (2) можно пренебречь. В этом случае получаем

$$N_{134} \sim \gamma\sigma^{\xi}_{6,133}\,(\sigma^{f}_{\tau,235} + \gamma\sigma^{f}_{6,235})\,N_{235}(0)\,(\Phi_\tau t)^2 \quad (3)$$

и

$$N_{134}/N_{137} \sim \gamma\sigma^{\xi}_{6,133}\,\Phi_\tau t. \quad (4)$$

Таким образом, если начальный изотопный состав и история облучения топлива известны, то по экспериментальным значениям N_{137} и N_{134} можно определить Φ_τ и γ. Если значение γ известно из реакторно-физических расчетов, то для вычисления изотопного состава топлива достаточно определить только Φ_τ по экспериментальному значению N_{137} или N_{134}/N_{137}.

ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА ВЫЧИСЛЕНИЯ Φ_τ, γ, В, КОНЦЕНТРАЦИЙ АКТИНОИДОВ И ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

Для вычисления Φ_τ, γ, выгорания и изотопного состава топлива реакторов ВВЭР и РБМК по экспериментальным значениям N_{137} и N_{134} написана программа SOCRAT, структурная схема которой приведена на рис. 1. Программа состоит из двух частей: расчет концентраций актиноидов, продуктов деления с заданными значениями Φ_τ, γ и вычисление поправок к Φ_τ и γ. В программе SOCRAT уравнения кинетики решаются аналитически [6] и возможно задание двух режимов облучения топлива: постоянного во времени Φ_τ (реактор РБМК) или изменяющегося во времени Φ_τ по заданному закону изменения мощности (реактор ВВЭР). Значения σ_τ, σ_6 и γ можно также задавать либо постоянными, либо изменяющимися в зависимости от концентрации нуклидов или выгорания топлива.

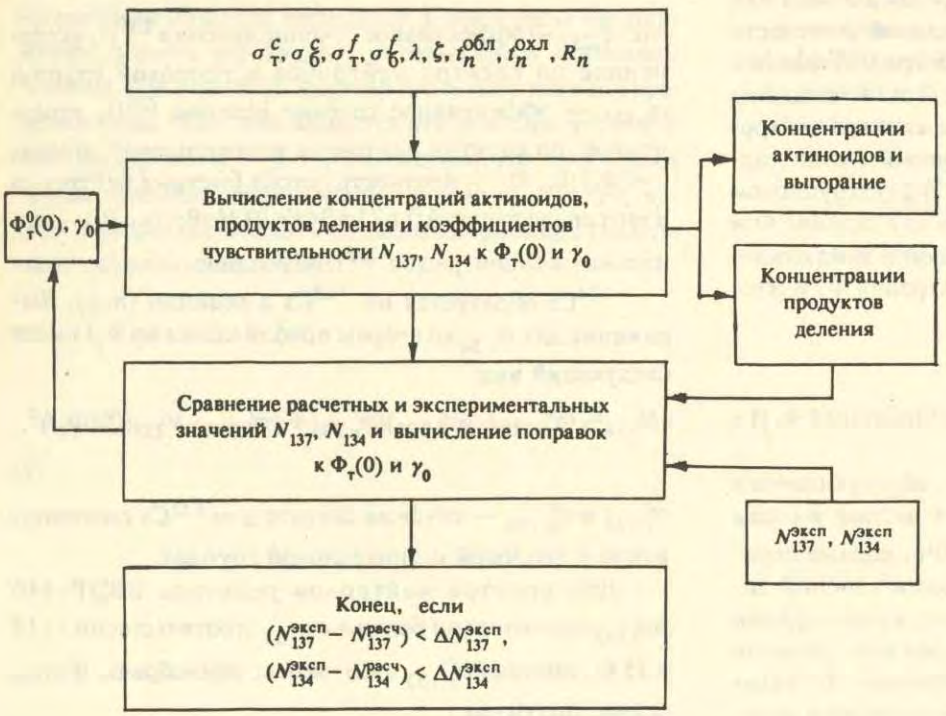


Рис. 1. Структурная схема программы SOCRAT

Для упрощения вычислений для всех актиноидов, кроме ^{240,242}Pu, в программе SOCRAT используются постоянные значения σ_τ и σ_6, которые были получены усреднением в интервале выгорания 0—50 кг/т U сечений, вычисленных по программе УНИРАСОС-1 для данного обогащения топлива. Коэффициенты блокировки для ^{240,242}Pu были получены с помощью аппроксимации полиномами зависимостей $\sigma^{\xi}_{6,240}(N_{240})$ и $\sigma^{\xi}_{6,242}(N_{242})$, вычисленных также по этой программе.

Для продуктов деления используются значения σ^{c}_{τ} и резонансных интегралов I^{c} из файлов ENDF/B V. Для ^{133}Cs учитывается блокировка $I^{\xi}_{6,133}$. Зависимость $I^{\xi}_{6,133}(N_{133})$ для твэлов из UO_2 различного диаметра приведена в [7]. При вычислении $I^{\xi}_{6,133}(N_{133})$ в [6] учитывается как эффект самоблокировки резонансов ^{133}Cs, так и эффект блокировки, связанный с частичным перекрытием основных резонансов (n, γ)-реакции на ^{133}Cs и ^{238}U. В качестве начального значения γ (γ_0) используется значение γ, вычисленное по программе УНИРАСОС-1 и усредненное в интервале выгорания 0—50 кг/т U.

После вычисления концентраций актиноидов и продуктов деления с начальными значениями $\Phi_\tau(0)$ и γ_0 расчетные значения N_{137} и N_{134} сравниваются с экспериментальными и итерационным методом вычисляются поправки $\Delta\Phi_\tau$ и $\Delta\gamma$ к $\Phi_\tau(0)$ и γ_0. При этом сначала вычисляется $\Delta\Phi_\tau$ по $N^{эксп}_{137}$ и затем $\Delta\gamma$ по $N^{эксп}_{134}$ с найденным значением $\Phi_\tau(0)$.

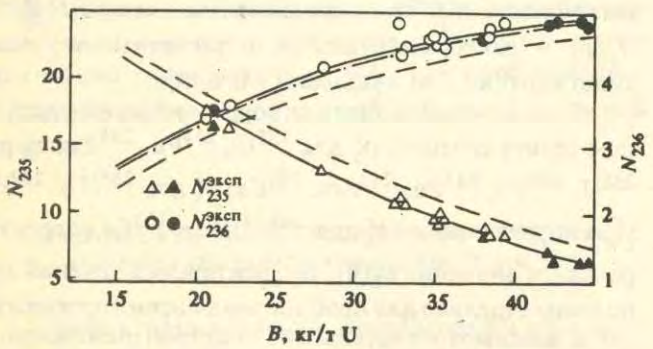
РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ТОПЛИВА С НАЧАЛЬНЫМ ЗНАЧЕНИЕМ γ_0

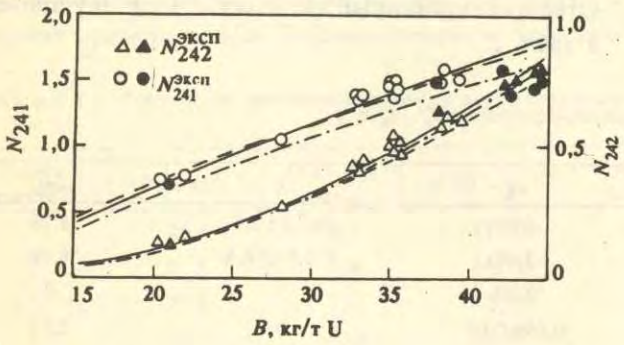
Для оценки погрешности определения N_A в отработавшем топливе ВВЭР-440 экспериментально-расчетным методом были проведены измерения концентраций изотопов U, Pu, Am, Cm, а также ^{134,137}Cs в пробах топлива разрушающими методами. Для этого было отобрано 20 проб топлива с выгоранием от 20 до 40 кг/т U из трех ОТВС ВВЭР-440 Нововоронежской АЭС с начальным обогащением $\xi = 3{,}6\%$. Пробы топлива представляли собой куски твэлов длиной несколько сантиметров, которые были вырезаны из твэлов внутренних рядов ТВС с асимптотическим спектром нейтронов (14 проб) и из твэлов внешнего ряда с неасимптотическим спектром нейтронов (6 проб). Каждый кусок твэла был растворен, и из раствора топлива были отобраны массовые аликвоты для измерения концентраций

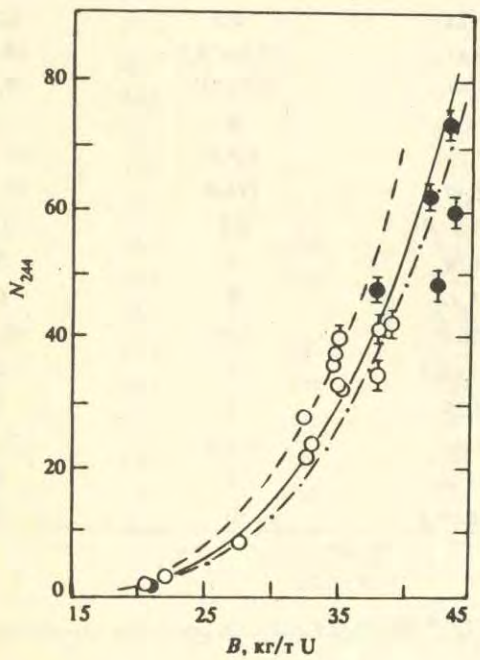
изотопов U, Pu, Am, Cm, Nd и Cs в топливе [8]. Погрешность измерения концентраций изотопов U и Pu в различных пробах составила 0,4—2,0%, Am и Cm — 4,0—30,0% и выгорания — 1,5—2,0%. N_{137} и N_{134} измеряли γ-спектрометрическим методом с погрешностью соответственно 1,2 и 1,7%.

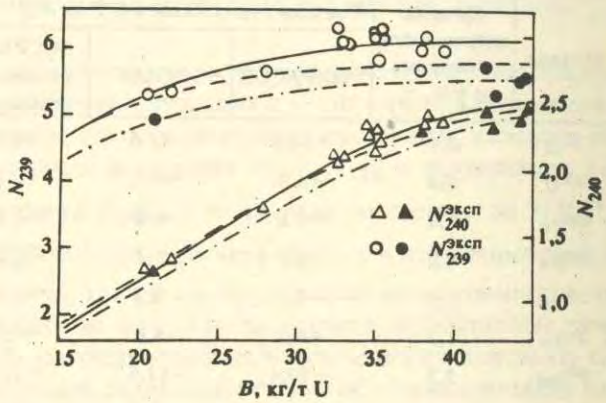
Результаты расчета зависимостей $N_A(B)$ для топлива ВВЭР-440 с $\zeta = 3{,}6\%$ по программе SOCRAT с γ_0 приведены на рис. 2. Здесь же даны экспериментальные значения N_A в пробах топлива. Из рисунков видно, что для ряда нуклидов (^{235,236}U, ^{239,242}Pu, ^{243}Am и ^{244}Cm) имеются систематические отклонения экспериментальных точек от расчетных кривых. Аналогичные расхождения расчетных и экспериментальных значений N_A наблюдаются и в случае, когда расчетные значения N_A получены по программе УНИРАСОС-1 [9].

Средние относительные отклонения расчетных значений N_A, полученных по программам SOCRAT и УНИРАСОС-1, от $N_A^{эксп}$ в пробах с асимптотическим спектром нейтронов приведены в табл. 1. Из нее видно, что для ряда нуклидов (^{235,236}U, ^{239,242}Pu, ^{243}Am, ^{244}Cm) средние отклонения расчетных значений N_A, полученных как по программе SOCRAT, так и по про-









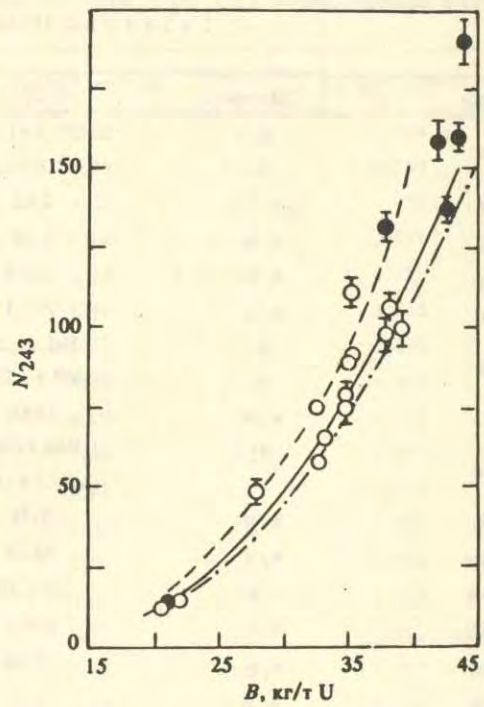


Рис. 2. Зависимости концентраций N_A (кг/т U) от выгорания топлива B: — — — — расчет с неоткорректированными сечениями по программе SOCRAT; —— — расчет с откорректированными сечениями для асимптотического спектра нейтронов; — · — — то же для неасимптотического спектра нейтронов; △, ○ — $N_A^{эксп}$ в пробах топлива с асимптотическим спектром нейтронов; ▲, ● — то же для неасимптотического спектра нейтронов

грамме УНИРАСОС-1, от $N_A^{эксп}$ значительно превышают $\Delta N_A^{эксп}$. Можно также отметить, что значения $N_A^{эксп}$ для проб топлива с асимптотическим и неасимптотическим спектрами нейтронов совпадают при близких значениях выгорания в пределах разброса экспериментальных точек для всех нуклидов, кроме $^{239-241}$Pu.

Таблица 1. Средние относительные отклонения расчетных значений N_A, полученных по программам УНИРАСОС-1 и SOCRAT, от $N_A^{эксп}$ в пробах топлива с асимптотическим спектром нейтронов

Нуклид	Средние погрешности измерения $N_A^{эксп}$, %	Средние отклонения $N_A^{расч}$ от $N_A^{эксп}$, %		
		УНИРАСОС	SOCRAT	SOCRAT с откоррект. сечениями
^{235}U	0,4	−10,5	−11,6	+0,1
^{236}U	0,6	+4,7	+6,8	+0,2
^{239}Pu	0,8	−0,8	+4,9	−0,2
^{240}Pu	0,8	+3,1	+1,5	+0,2
^{241}Pu	1,5	−2,1	+0,5	−0,1
^{242}Pu	1,3	+6,2	+5,6	−0,1
^{243}Am	5,8	−20,4	−17,6	+2,1
^{244}Cm	5,6	−20,0	−10,5	+2,6

КОРРЕКТИРОВКА ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ

Систематические отклонения расчетных значений N_A, полученных про программе SOCRAT, от экспериментальных в пробах топлива можно существенно уменьшить с помощью корректировки эффективных сечений по экспериментальным значениям N_A в пробах топлива [5, 10]. Методика корректировки $\sigma_т$ и $\sigma_б$ основана на МНК и состоит в минимизации суммы квадратов отклонений $N_A^{расч}$ от $N_A^{эксп}$ для каждой пробы топлива:

$$\theta(\bar{p}) = \sum_i W_{ji}(N_{ji}^{эксп} - N_{ji}(\bar{p}))^2 = \min, \qquad (5)$$

где $\bar{p}\{p_k; k = 1, ..., L_p\}$ — совокупность корректируемых сечений; $W_{ji} = (\Delta N_{ji}^{эксп})^{-2}$ ($\Delta N_{ji}^{эксп}$ — суммарная погрешность $N_{ji}^{эксп}$) — весовые множители; $N_{ji}^{эксп}$ и $N_{ji}(\bar{p})$ — экспериментальные и расчетные значения концентрации i-го нуклида в j-й пробе.

Таким методом были откорректированы следующие десять сечений: $\sigma_т^c$ для ^{235}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu; $\sigma_б^c$ для ^{238}U, ^{240}Pu, ^{242}Pu, ^{243}Am, ^{133}Cs; $\sigma_т^f$ для ^{235}U и ^{239}Pu. При корректировке $\sigma_б^c$ для ^{240,242}Pu и ^{133}Cs корректировались значения $\sigma_б^c(0)$. Корректировка сечений выполнена отдельно для проб топлива с асимптотическим (а) и неасимптотическим (н) спектром нейтронов. В последнем случае корректировалось также значение γ_0. Откорректированные значения $\sigma_т^{cf}$, $\sigma_б^{cf}$ и γ приведены в табл. 2.

Таблица 2. Откорректированные значения $\sigma_т^{cf}$, $\sigma_б^{cf}$ и γ

Нуклид	Спектр	$\sigma_т^c$	$\sigma_б^c$	$\sigma_т^f$	$\sigma_б^f$
^{235}U	а	51,4±1,9	3,97	267,5±2,6	8,26
	н	51,8±1,1	3,97	273,9±16,4	8,26
^{236}U	а, н	2,63	8,20	0	0
^{238}U	а, н	1,38	0,69±0,03	0	0,12
^{237}Np	а, н	132,0	19,08	0	0
^{238}Pu	а, н	281,3	5,25	10,0	0,78
^{239}Pu	а	398,8±2,8	5,47	537,8±29,7	10,35
	н	402,8±23,9	5,47	582±231	10,35
^{240}Pu	а, н	184,0	260,4±6,5	0	0
^{241}Pu	а	240,2±4,6	7,40	724,0	20,93
	н	255,1±13,8	7,40	724,0	20,93
^{242}Pu	а, н	9,21	32,7±2,0	0,2	0
^{241m}Am	а, н	42,38	6,74	0	0
^{241g}Am	а, н	378,40	41,41	0	0
^{242m}Am	а, н	809,1	178,30	3540	45,20
^{243}Am	а, н	38,94	61,5±5,4	0	0
^{242}Cm	а, н	10,11	4,79	0	0
^{243}Cm	а, н	101,10	6,48	318,6	57,37
^{244}Cm	а, н	5,36	61,53	0	0
^{133}Cs	а, н	16,60	11,5±0,5	0	0
γ	а		8,2617		
	н		7,64±0,02		

Примечание. Погрешности приведены только для откорректированных значений $\sigma_т^{cf}$, $\sigma_б^{cf}$ и γ.

Результаты расчета зависимостей $N_A(B)$ по программе SOCRAT с откорректированными сечениями для асимптотического и неасимптотического спектров нейтронов приведены на рис. 2. Из них видно, что в результате корректировки сечений значительно уменьшены систематические отклонения экспериментальных точек от расчетных кривых для всех нуклидов, для которых эти отклонения наблюдались. Как видно из табл. 1, после корректировки сечений средние отклонения $N_A^{\text{расч}}$ от $N_A^{\text{эксп}}$ сравнимы с $\Delta N_A^{\text{эксп}}$.

Следует также отметить, что расчетные зависимости $N_A(B)$ хорошо предсказывают величину различия $N_A^{\text{эксп}}$ в твэлах внешнего и внутренних рядов для всех нуклидов кроме ^{243}Am и ^{244}Cm. Для этих нуклидов разброс экспериментальных точек при близких значениях выгорания значительно больше различия расчетных значений N_{243}, N_{244} для проб топлива с асимптотическим и неасимптотическим спектром нейтронов.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ИЗОТОПНОГО СОСТАВА ТОПЛИВА ПО КОНЦЕНТРАЦИЯМ ^{134}Cs И ^{137}Cs

Эффективные сечения, приведенные в табл. 2, использовались далее для расчета выгорания и изотопного состава в пробах топлива по $N_{134}^{\text{эксп}}$ и $N_{137}^{\text{эксп}}$. В качестве примера в табл. 3 приведены расчетные значения выгорания и концентраций ^{235}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu в 20 пробах топлива, а также отклонения расчетных значений от экспериментальных для каждой пробы топлива и средние квадратические отклонения (СКО) по всем пробам топлива. Из табл. 3 видно, что отклонения расчетных значений B, N_{235}, N_{239}, N_{241} от экспериментальных приблизительно одинаковы для проб топлива с асимптотическим и неасимптотическим спектром нейтронов. СКО расчетных значений B и N_{235}, N_{239}, N_{241} от экспериментальных по всем пробам топлива составляют 1,5—3,8%.

ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫГОРАНИЯ И КОНЦЕНТРАЦИЙ АКТИНОИДОВ В ПРОБАХ ТОПЛИВА И ТВЭЛАХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНЫМ МЕТОДОМ

Имеются два основных источника погрешности определения выгорания и концентрации актиноидов в топливе экспериментально-расчетным методом: погрешность измерения N_{137}, N_{134} и погрешность вычисления $\Phi_т(0)$, γ и изотопного состава по $N_{137}^{\text{эксп}}$ и $N_{134}^{\text{эксп}}$. В модели расчета $\Phi_т(0)$, γ и изотопного состава топлива также имеются несколько источников погрешности: погрешность расчета эффективных сечений; погрешность ядерно-физических констант; погрешность данных по истории облучения топлива (относительная мощность энерговыделения исследуемого

Таблица 3. Отклонения расчетных значений выгорания и концентраций ^{235}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu от экспериментальных в пробах топлива

Номер пробы*)	$B^{\text{расч}}$, кг/т U	Откл. расч. знач., %	$N_{235}^{\text{расч}}$, кг/т U	Откл. расч. знач., %	$N_{239}^{\text{расч}}$, кг/т U	Откл. расч. знач., %	$N_{241}^{\text{расч}}$, кг/т U	Откл. расч. знач., %
1	20,4	0,1	17,60	0,7	5,28	−0,1	0,725	0,2
2	21,6	1,6	16,76	−1,7	5,36	−1,3	0,769	−0,6
3	27,2	1,6	13,34	−0,4	5,60	0,3	1,038	0,6
4	33,5	−3,0	10,59	2,8	6,14	2,5	1,359	0,7
5	32,3	0,9	10,89	3,4	5,94	3,0	1,281	4,9
6	34,5	−4,2	10,13	4,0	6,33	−4,3	1,423	−3,2
7	34,7	0,2	9,96	−3,8	6,23	−1,0	1,430	2,4
8	34,2	2,0	10,18	−8,2	6,20	1,1	1,405	6,7
9	35,6	−1,4	9,55	−2,9	6,12	−4,8	1,450	−5,9
10	35,3	−0,2	9,55	4,3	5,93	4,1	1,397	2,4
11	36,5	−3,5	9,26	3,1	6,41	−2,1	1,544	−2,8
12	38,3	−5,4	8,37	1,2	6,05	2,5	1,557	1,6
13	38,5	−1,0	8,32	6,2	6,11	−2,3	1,569	−6,1
14	38,2	1,0	8,29	0,0	5,90	1,6	1,525	−0,7
15	21,0	0,0	17,12	−3,4	4,77	3,7	0,681	4,7
16	38,4	−0,9	8,37	−1,4	5,47	3,5	1,405	5,0
17	42,7	−2,1	6,87	−5,1	5,62	−6,0	1,595	−3,8
18	41,8	0,3	6,94	4,9	5,32	6,8	1,505	4,7
19	43,9	−1,0	6,36	2,5	5,48	0,9	1,605	−1,4
20	44,4	−0,4	6,23	3,8	5,48	1,9	1,619	−0,6
СКО, %		1,5		3,8		3,3		3,7

*) Пробы 1—14 получены из твэлов внутренних рядов ТВС, пробы 15—20 — из внешнего ряда ТВС.

твэла в каждом периоде облучения); приближения, используемые в программе SOCRAT при расчете изотопного состава топлива (двухгрупповое приближение для спектра нейтронов, независимость γ и $\sigma_т$ от выгорания топлива и т.д.).

Эти источники погрешности в модели расчета изотопного состава топлива приводят к систематическим и случайным отклонениям расчетных значений выгорания и концентраций актиноидов, полученных с помощью программы SOCRAT, от результатов измерения этих величин в пробах топлива радиохимическими методами.

Как было показано, с помощью корректировки эффективных сечений можно устранить все источники систематической погрешности в модели расчета изотопного состава топлива. Поскольку погрешности откорректированных сечений известны, суммарную погрешность определения N_A или B в пробе топлива или твэле с $\zeta = 3{,}6\%$ можно оценить по формуле

$$\Delta N_A = \sqrt{\theta^2(\sigma_k) + \varepsilon^2(N_{137}^{\text{эксп}}, N_{134}^{\text{эксп}})}, \qquad (6)$$

где

$$\theta(\sigma_k) = \sqrt{\sum_{k=1}^{Lp} \left(\frac{\partial \ln N_A}{\partial \ln \sigma_k} \Delta\sigma_k \right)^2}, \qquad (7)$$

$$\varepsilon(N_{137}, N_{134}) = \sqrt{\left(\frac{\partial \ln N_A}{\partial \ln N_{137}} \Delta N_{137}^{\text{эксп}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \ln N_A}{\partial \ln N_{134}} \Delta N_{134}^{\text{эксп}} \right)^2}, \qquad (8)$$

σ_k, $\Delta\sigma_k$ — k-е откорректированное сечение и его погрешность; $\Delta N_{137}^{\text{эксп}}$, $\Delta N_{134}^{\text{эксп}}$ — относительные погрешности $N_{137}^{\text{эксп}}$ и $N_{134}^{\text{эксп}}$. Коэффициенты чувствительности $\partial \ln N_A / \partial \ln \sigma_k$, $\partial \ln N_A / \partial \ln N_{137}$ и $\partial \ln N_A / \partial \ln N_{134}$ можно вычислить по программе SOCRAT. В табл. 4 приведены значения ΔB, ΔN_A и составляющие этих погрешностей, вычисленные по формулам (7), (8), для проб топлива или твэлов с асимптотическим спектром нейтронов, $\zeta = 3{,}6\%$ и $B = 35$ кг/т U. Из этой таблицы видно, что погрешность расчета выгорания и концентраций изотопов U и Pu составляет 1,3—4,9% и основной вклад в ΔN_A вносит $\theta(\sigma_k)$. Вклад этой составляющей пренебрежимо мал только в ΔB. Поэтому, если требуется определить экспериментально-расчетным методом только выгорание топлива, то корректировка сечений не нужна. Следует также отметить, что значения ΔB и ΔN_A, приведенные в табл. 4, справедливы при условии, что погрешность измерения N_{137} и N_{134} составляет соответственно не более 1,2 и 1,7%. Для оценки погрешности расчета концентраций актиноидов в твэлах с неасимптотическим спектром нейтронов необходима экспериментальная информация об изотопном составе топлива для значительно большего числа проб, полученных из таких твэлов.

Таблица 4. Основные составляющие суммарной погрешности вычисления выгорания и концентрации актиноидов в пробах топлива или твэлах с асимптотическим спектром нейтронов и $B = 35$ кг/т U по $N_{137}^{\text{эксп}}$ и $N_{134}^{\text{эксп}}$

N_A или B	$\theta(\sigma_k)$, %	ε, %	ΔN_A или ΔB, %
B	0,07	1,3	1,3
^{235}U	2,10	1,7	2,7
^{236}U	2,10	0,5	2,2
^{239}Pu	4,20	1,4	4,5
^{240}Pu	4,80	1,0	4,9
^{241}Pu	4,10	2,1	4,7
^{242}Pu	3,70	3,2	4,9
^{243}Am	6,60	4,5	8,0
^{244}Cm	9,40	6,7	11,6

Экспериментально-расчетный метод определения выгорания и изотопного состава топлива предполагается использовать для получения информации о распределении плотности потока тепловых нейтронов, жесткости спектра нейтронов, выгорания и концентрации актиноидов по сечению ОТВС ВВЭР-440 и ВВЭР-1000, а также для неразрушающего контроля содержания делящихся нуклидов в ОТВС энергетических реакторов на заводах по переработке топлива АЭС.

Список литературы

1. Бибичев Б.А., Майоров В.П., Протасенко Ю.М., Федотов П.И. Измерение выгорания топлива и содержания изотопов урана и плутония в ТВС ВВЭР-440 по отношению активностей ^{134}Cs и ^{137}Cs. — Атомная энергия, 1988, т. 64, вып. 2, с. 147—150.
2. Бибичев Б.А. и др. Полуэмпирический метод расчета изотопного состава урана и плутония в облученном топливе ВВЭР. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 5, с. 294—297.
3. Bulowic. Определение изотопного состава и содержания плутония на основе измерения отношения активностей $^{106}Ru/^{137}Cs$ и $^{134}Cs/^{137}Cs$. — Jaderna Energia, 1985, vol. 31, № 3, p. 105—109.
4. Зарицкая Т.С., Рудик А.П., Круглов А.К., Рубцов П.А. Расчетно-экспериментальный метод определения ^{237}Np в отработавшем ядерном топливе. — Атомная энергия, 1982, т. 52, вып. 1, с. 60—62.
5. Бибичев Б.А., Кожарин В.В. Экспериментально-расчетный метод определения выгорания и изотопного состава топлива ВВЭР-440 по концентрациям ^{134}Cs и ^{137}Cs: Препринт РИ-214. — М., 1990.
6. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Сидоренко В.Д. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива: Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1983.

7. Mehner M.C. Effective resonance integral of ^{133}Cs in reactor fuel elements. — Radiochem. Radioanal. Letters, 1980, vol. 43, № 1, p. 77—84.
8. Степанов А.В. и др. Определение выгорания и изотопного состава отработавшего топлива ВВЭР-440. — Атомная энергия, 1983, т. 55, вып. 3, с. 141—145.
9. Пшенин В.В. Описание программ УНИРАСОС и КАССЕТА. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 4, с. 3—9.
10. Luffin J., Szatmari Z., Vanuxeem J. Adjustment of a burn-up code on chemical and izotopic analyses of irradiated fuels. — J. Nucl. Energy, 1972, vol. 26, p. 627—637.

Статья поступила в редакцию 8 мая 1990 г.
Исправленный вариант получен 27 марта 1992 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 9—15.

УДК 621.039.5

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАМЕДЛЯЮЩЕГО РЕГУЛЯТОРА

А.С. Герасимов, Т.С. Зарицкая, А.П. Рудик
Институт теоретической и экспериментальной физики, 117259, Москва

Анализируются эффекты реактивности, связанные с введением в реактор регулирующего стержня, содержащего замедлитель. Рассмотрение проводится в двухгрупповом приближении в одномерном случае с использованием теории возмущений в гамильтоновой форме. Рассматриваются также вопросы эффективности группы регуляторов, имеющих разные скорости движения.

EFFICIENCY OF THE MODERATING CONTROL ROD. A.S. GERASSIMOV, T.S. ZARITSKAYA, A.P. RUDIK. The reactivity effects because of introduction the control rod with moderator into the reactor are analized. The examination is carried out in the two-group one-dimensional approximation using the Hamilton form of perturbation theory. The efficiency of the control rod group with different introduction velocity is also discussed.

В предыдущей работе [1] авторами были рассмотрены изменения эффективности рассеивающего регулирующего стержня при его погружении в реактор для различных конкретных распределений нейтронной плотности, в частности, возникающих в глубокой йодной яме. Однако введение непоглощающего регулятора в реактор меняет не только характеристики процесса диффузии в активной зоне, но и характеристики процесса замедления. В данной работе анализируются эффекты, связанные с введением в реактор регулирующего стержня, содержащего замедлитель. Рассмотрение проводится в двухгрупповом приближении в одномерном случае.

Исходные уравнения для групповых плотностей потоков нейтронов Φ_1 (замедляющиеся нейтроны) и Φ_2 (тепловые нейтроны) имеют вид [2]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} D_1 \frac{d\Phi_1}{dz} - \Sigma_{12}\Phi_1 &= -\nu\Sigma_f\Phi_2, \\ \frac{d}{dz} D_2 \frac{d\Phi_2}{dz} - \Sigma_a\Phi_2 &= -\Sigma_{12}\Phi_1, \end{aligned} \qquad (1)$$

где D_1, D_2 — коэффициенты диффузии в группах; Σ_{12} — сечение увода из первой группы во вторую; $\nu\Sigma_f$ и Σ_a описывают деление и поглощение во второй (тепловой) группе. Считается, что деление и поглощение нейтронов в первой группе отсутствует.

При помещении в реактор, находящийся в состоянии критичности, регулятора, действие которого исследуется, критичность нарушается, и для ее восстановления необходимо внести (или удалить) некоторое количество поглотителя.

В качестве меры эффективности регулятора при его введении в реактор принимается количество вносимого (или удаляемого) равномерно по всей высоте реактора поглотителя, восстанавливающее критичность, нарушенную введением регулятора.

Для решения задачи используется теория возмущений в гамильтоновой форме [3]. Считается, что введение замедляющего регулятора приводит к изменению только величины Σ_{12}, введение поглощающего регулятора — к изменению только Σ_a, а D_1, D_2, $\nu\Sigma_f$ остаются неизменными. Фазовые переменные x_1—x_4, соответствующие системе уравнений (1), определяются соотношениями

$$\begin{aligned} x_1(z) &= \Phi_2(z),\ x_2(z) = D_2\, d\Phi_2/dz, \\ x_3(z) &= \Phi_1(z),\ x_4(z) = D_1\, d\Phi_1/dz \end{aligned} \qquad (2)$$

и удовлетворяют системе уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dx_1}{dz} &= \frac{1}{D_2} x_2,\ \frac{dx_2}{dz} = u_2 x_1 - u_1 x_3, \\ \frac{dx_3}{dz} &= \frac{1}{D_1} x_4,\ \frac{dx_4}{dz} = u_1 x_3 - \nu\Sigma_f x_1 \end{aligned} \qquad (3)$$

с граничными условиями

$$x_1(0) = x_1(H) = x_3(0) = x_3(H) = 0, \qquad (4)$$

где $z = 0$ и $z = H$ — границы реактора; $u_1 = \Sigma_{12}$, $u_2 = \Sigma_a$ — величины, меняющиеся при движении замедляющего и поглощающего регулятора. Поддержание критичности соответствует условию постоянства высоты реактора H, т.е. требованию нулевой вариации функционала

$$J = \int_0^H dz \qquad (5)$$

при варьировании u_1 и u_2.

Гамильтониан, соответствующий системе уравнений (3) и функционалу (5), имеет вид

$$\mathcal{H} = \frac{1}{D_2}\psi_1 x_2 + \psi_2(u_2 x_1 - u_1 x_3) + \\ + \frac{1}{D_1}\psi_3 x_4 + \psi_4(u_1 x_3 - \nu\Sigma_f x_1), \qquad (6)$$

где сопряженные функции ψ_1—ψ_4 удовлетворяют уравнениям

$$\frac{d\psi_1}{dz} = -u_2\psi_2 + \nu\Sigma_f\psi_4, \quad \frac{d\psi_2}{dz} = -\frac{1}{D_2}\psi_1, \\ \frac{d\psi_3}{dz} = u_1(\psi_2 - \psi_4), \quad \frac{d\psi_4}{dz} = -\frac{1}{D_1}\psi_3 \qquad (7)$$

с граничными условиями, определяемыми условиями трансверсальности

$$\psi_2(0) = \psi_2(H) = \psi_4(0) = \psi_4(H) = 0. \qquad (8)$$

Пусть $\delta u_1(z)$ — вариация u_1, соответствующая введению замедляющего регулятора, и Δ — вариация u_2, постоянная по всей высоте реактора, соответствующая введению дополнительного поглотителя для сохранения критичности. Тогда

$$\delta J = -\int_0^H \left[\Delta\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial u_2} + \delta u_1(z)\frac{\partial\mathcal{H}}{\partial u_1}\right] dz = 0. \qquad (9)$$

Если однородный регулятор вводится на высоту (глубину) Z, то соответствующая вариация

$$\delta u_1(z) = \begin{cases} \Delta^{\text{зам}}, & 0 \le z \le Z, \ \Delta^{\text{зам}} = \text{const}, \\ 0, & Z \le z \le H \end{cases} \qquad (10)$$

и эквивалентная величина Δ определяется из (9), (6):

$$\frac{\Delta}{\Delta^{\text{зам}}}\bigg|_Z = \frac{\int_0^Z x_3(\psi_2 - \psi_4)\,dz}{\int_0^H x_1\psi_2\,dz}. \qquad (11)$$

Аналогично, если однородный поглощающий регулятор вводится на высоту (глубину) Z, то

$$\delta u_2(z) = \begin{cases} \Delta^{\text{погл}}, & 0 \le z \le Z, \ \Delta^{\text{погл}} = \text{const}, \\ 0, & Z \le z \le H \end{cases} \qquad (12)$$

и эквивалентная величина

$$\frac{\Delta}{\Delta^{\text{погл}}}\bigg|_Z = -\frac{\int_0^Z x_1\psi_2\,dz}{\int_0^H x_1\psi_2\,dz}. \qquad (13)$$

Характер зависимости, вносимой замедляющим регулятором реактивности, и масштаб эффекта при погружении регулятора проиллюстрируем на примере однородного реактора с отражателем. Не зависящие от пространственной переменной характеристики активной зоны и отражателя описываются квадратом длины диффузии L^2 в активной зоне и L_0^2 в отражателе, квадратом длины замедления τ, одинаковым в активной зоне и отражателе, коэффициентом размножения k. Выбранная структура реактора характеризуется тем, что изменение свойств реактора по высоте обусловлено только изменением концентрации топлива. Тогда [4] сопряженные функции могут быть выражены через фазовые переменные (при рассмотрении окончательных результатов целесообразно перейти к традиционным переменным [2] $N = x_1/D_2$ и $n = D_1 x_3/\tau$, характеризующим плотность тепловых и замедляющихся нейтронов, $1/L^2 = \Sigma_a/D_2$, $1/\tau = \Sigma_{12}/D_1$, $k = \nu\Sigma_f/\Sigma_a$):

$$\psi_2 = D_2 x_1 - \frac{D_1\gamma}{\tau}x_3, \ \psi_4 = -\frac{D_1\gamma}{\tau}\left[D_2 x_1 + \frac{D_1}{\eta}x_3\right], \qquad (14)$$

где

$$\frac{1}{\gamma} = \frac{1}{L_0^2} - \frac{1}{\tau}, \ \eta = \frac{k L_0^2}{L_0^2 - L^2}.$$

С учетом этих выражений соотношения (11) и (13) приобретают вид

$$\frac{\Delta}{\Delta^{\text{зам}}}\bigg|_Z = \frac{D_2}{D_1}\frac{\int_0^Z n\left[N(\tau+\gamma) + \gamma\tau n\left(\frac{1}{\eta} - 1\right)\right] dz}{\int_0^H N(N - \gamma n)\,dz}, \qquad (15)$$

$$\frac{\Delta}{\Delta^{\text{погл}}}\bigg|_Z = -\frac{\int_0^Z N(N - \gamma n)\,dz}{\int_0^H N(N - \gamma n)\,dz}. \qquad (16)$$

Если вместо δu_1 и δu_2, где $u_1 = \Sigma_{12}$, $u_2 = \Sigma_a$, характеризовать вводимые замедляющий и поглощающий регуляторы вариациями δU_1 и δU_2, где $U_1 = 1/\tau$, $U_2 = 1/L^2$, то для соответствующих такой замене величин $\tilde{\Delta}^{\text{зам}}$, $\tilde{\Delta}^{\text{погл}}$, $\tilde{\Delta}$, определяемых аналогично (9), (10), (12), получаем

$$\frac{\tilde{\Delta}}{\tilde{\Delta}^{\text{зам}}}\bigg|_Z = \frac{\int_0^Z n\left[N(\tau+\gamma) + \gamma\tau n\left(\frac{1}{\eta} - 1\right)\right] dz}{\int_0^H N(N - \gamma n)\,dz}, \qquad (17)$$

и $\tilde{\Delta}/\tilde{\Delta}^{\text{погл}}$ совпадает с (16). Численные расчеты проводились при значениях $L^2 = 90$ см^2, $L_0^2 = 8000$ см^3, $\tau = 130$ см^3, $k = 1{,}02$, толщине отражателя $d = 50$ см. Критическая высота реактора $H = 2d + h = 342{,}2$ см, высота активной зоны $h = 242{,}2$ см. На рис. 1 представлены зависимости $N(z)$ и $n(z)$ в нормировке $N(H/2) = 1$ (показана половина реактора), на рис. 2 — зависимости эффективностей поглощающего и замедляющего регуляторов от глубины погружения в активную зону. Причем в исходном положении ($z = d$) регулятор опущен в отражатель до границы с активной зоной, в конечном ($z = d + h$) — полностью погружен в активную зону. Для удобства сравнения нормировка

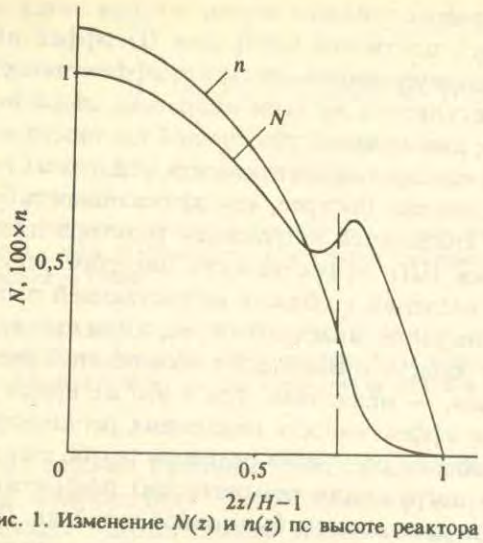


Рис. 1. Изменение $N(z)$ и $n(z)$ по высоте реактора

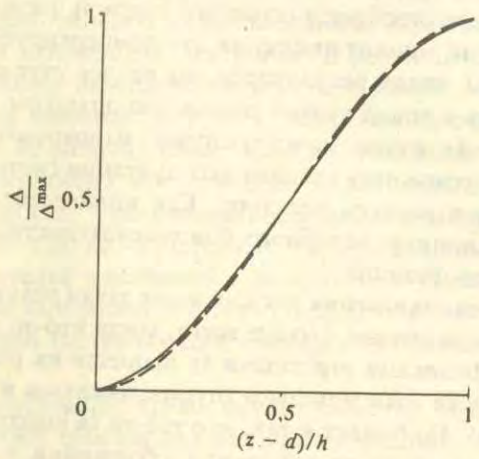


Рис. 2. Относительная эффективность Δ/Δ^{max} поглощающего (——) и замедляющего (– – –) регулятора

эффективности обоих регуляторов выбрана на единицу в полностью погруженном положении. Зависимость эффективности поглощающего регулятора от глубины погружения имеет традиционный вид и практически не отличается от вычисленной в одногрупповом приближении. Зависимость относительной (в нормировке на единицу в полностью погруженном состоянии) эффективности замедляющего регулятора от глубины погружения довольно близко повторяет такую же зависимость для поглощающего регулятора. Этот результат не случаен, потому что эффективности поглощающего и замедляющего регуляторов обусловлены процессами в некотором смысле уничтожения нейтронов той или иной энергии — поглощением тепловых нейтронов или уводом замедляющихся нейтронов из замедляющейся группы в тепловую группу. Совершенно по-другому ведет себя эффективность рассеивающего регулятора, действие которого обусловлено не захватом нейтронов, а диффузией. Следует подчеркнуть, что вычисляемые по (16), (17) эффективности поглощающего и замедляющего регуляторов имеют противоположные знаки. Для поглощающего эффективность (16) отрицательна: при увеличении u_2 в (12) требуется уменьшение поглощения компенсирующего поглотителя; для замедляющего эффективность (17) положительна: при увеличении u_1 в (10) требуется увеличение компенсирующего поглотителя.

«Абсолютная» эффективность $\tilde{\Delta}/\tilde{\Delta}^{зам}$ замедляющего регулятора, вычисленная из (17) при $z = d + h$, равна $1{,}55 \cdot 10^{-2}$. Это означает, что требуемое для компенсации относительное увеличение по всей высоте величины Σ_a (или $1/L^2$) составляет $(L^2/\tau)\tilde{\Delta}/\tilde{\Delta}^{зам} = 1{,}07 \cdot 10^{-2}$ от относительного увеличения Σ_{12} (или $1/\tau$), обусловленного полным введением замедляющего регулятора. Примерно такого же порядка эффект наблюдается при введении рассеивающего регулятора: требуемое относительное увеличение Σ_a в однородном реакторе без отражателя при принятых значения k, L^2, τ составляет $(k-1)(L^2+2k\tau)/(L^2+k\tau) = 3{,}19 \cdot 10^{-2}$ от относительного увеличения Σ_s, обусловленного введением рассеивающего регулятора.

Авторы выражают глубокую благодарность Б.Л. Иоффе, обратившему их внимание на то, что при определении эффективности непоглощающего регулятора играет роль не только рассеяние, но и замедление нейтронов.

Приложение. ВЗАИМНАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГУЛЯТОРОВ, ПОГРУЖАЕМЫХ В РЕАКТОР С РАЗЛИЧНОЙ СКОРОСТЬЮ

Небольшая скорость движения регуляторов компенсируется их количеством.
(Информация об аварии на Чернобыльской АЭС)

Реальное проектирование ядерных реакторов связано не только с физикой, но и с конструированием и технологией. Это в существенной степени затрудняет создание реально работающих энергетических реакторов.

На первой стадии развития атомной промышленности конструкционно-технологические решения вырабатывались полностью в соответствии с требованиями ядерной физики — иначе конечная цель не могла бы быть достигнута. Но с развитием энергетических реакторов во все большей степени начали играть роль всевозможные «разумные уступки» для облегчения решения конструкционно-технологических задач. Примером этого и является мысль, вынесенная в качестве эпиграфа.

На первый взгляд медленная скорость погружения регуляторов в реактор может быть компенсирована или их числом (при сохранении тех же размеров регуляторов), или их размерами (при сохранении общего числа). Но и в том, и в другом случаях важно иметь в виду следующее. Очевидно, что если две системы регуляторов, двигающихся с различными скоростями, в некоторый момент вносят один и тот же эффект в реактивность, то при дальнейшем погружении всех регуляторов этих систем в реактор вносимая ими реактивность окажется разной.

Сделанное утверждение в достаточной степени очевидно. Эффективность поглощающего стержня

Институт Атомной Энергии им. И. В. Курчатова БИБЛИОТЕКА

пропорциональна интегралу на глубину погружения от квадрата плотности нейтронов. Но эти интегралы изменяются со временем для систем регуляторов, двигающихся с разными скоростями, и качественный характер их изменения зависит от характера пространственного изменения нейтронной плотности. Так, при движении регуляторов в постоянной по высоте плотности нейтронов вносимая ими отрицательная реактивность к моменту времени t пропорциональна числу регуляторов и скорости их погружения. Таким образом, меньшая скорость регуляторов может быть компенсирована пропорционально большим их числом для всех моментов времени t. Однако если по мере погружения регуляторы попадают в область с возрастающей плотностью нейтронов, то более быстрые регуляторы займут область с большей плотностью нейтронов, чем более медленные, и различие в эффективности будет возрастать со временем. Наоборот, если по мере погружения нейтронная плотность убывает, то более медленные регуляторы пребывают в области с большей нейтронной плотностью, чем более быстрые, и эффективность быстрых регуляторов меньше, чем медленных.

Для иллюстрации этих качественных закономерностей в таблице приведены относительные эффективности одного быстрого регулятора и группы из m медленных регуляторов, скорость которых V вдвое меньше, чем быстрого, а поглощение в группе регуляторов при постоянной плотности нейтронов в m раз больше, чем в быстром регуляторе, погруженном на ту же глубину. Время погружения регуляторов задается глубиной погружения быстрого регулятора, при этом глубина погружения медленных регуляторов вдвое меньше. Рассмотрены три распределения нейтронов:

I. $N(z) = 1/2 + z/H$,

II. $N(z) = 3/2 - z/H$,

III. $N(z) = \sin \pi z/H$.

Вносимая поглощающими регуляторами отрицательная реактивность при одинаковом времени погружения в активную зону

Тип $N(z)$	V	m	z/H					
			0,1	0,2	0,3	0,5	0,8	1,0
I	2	1	0,028	0,067	0,119	0,269	0,638	1,0
	1	2	0,025	0,056	0,092	0,183	0,372	0,538
	1	2,5	0,032	0,070	0,115	0,228	0,465	0,672
	1	3	0,038	0,084	0,138	0,274	0,558	0,807
II	2	1	0,194	0,362	0,507	0,731	0,933	1,0
	1	1,8	0,180	0,350	0,504	0,787	1,13	1,32
	1	1,9	0,190	0,369	0,532	0,830	1,20	1,39
	1	2,0	0,200	0,388	0,562	0,874	1,26	1,46
III	2	1	0,0064	0,049	0,149	0,500	0,951	1,00
	1	2	0,0016	0,013	0,042	0,182	0,612	1,00
	1	5,5	0,0045	0,035	0,117	0,499	1,68	2,75
	1	7	0,0057	0,045	0,148	0,636	2,14	3,50

Из данных таблицы видно, что при линейно возрастающей плотности нейтронов (I) эффективность медленных регуляторов отстает от эффективности быстрого регулятора во всем диапазоне движения последнего; при линейно убывающей плотности нейтронов (II), наоборот, эффективность медленных регуляторов возрастает быстрее, чем эффективность быстрого. При спадающей к границам реактора плотности нейтронов (III) эффективность быстрого регулятора при его введении в область возрастающей плотности нейтронов увеличивается быстрее, а при продвижении далее, в область убывающей с координатой плотности нейтронов, — медленнее, чем в это же время увеличивается эффективность медленных регуляторов.

В рабочем состоянии реактора (грубо говоря, при полном погружении регуляторов) эффективность, вносимая ими, должна быть одной и той же. Поэтому если система регулирования движется с меньшей скоростью, чем это требуется основами ядерной физики, и в начальный момент движения это компенсируется увеличением числа регуляторов, то не все стержни должны быть в конце концов полностью опущены. То есть, облегчая жизнь конструкторов, одновременно приходится усложнять условия эксплуатации системы управления и защиты реактора. Как количественно оценить величину подобного благожелательства за счет ядерной физики?

Пути возникновения тех или иных задач реакторной физики различны. Проще всего, когда кто-то ставит перед физиками эти задачи (в процессе их решения могут уже «закономерно» отпочковываться и новые задачи). Но бывает и так, что где-то (в подсознании?) накапливаются какие-то соображения и для возникновения на их базе осознанной задачи необходим какой-то «спусковой курок». В качестве такого курка может сработать самый неожиданный момент. Так, авторы выражают глубокую благодарность Е.Б. Чуковскому, обсуждение с которым в довольно вольной и популярной форме общих проблем атомной энергетики и породило данное приложение.

Список литературы

1. Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Эффективность регулятора в иодной яме. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 1.
2. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Гамильтонова форма теории возмущений: Препринт ИТЭФ 88-135. — М., 1988.
4. Кочуров Б.П. Минимум критической массы при ограниченной концентрации урана. — Атомная энергия, 1966, т. 20, вып. 3, с. 243.

Статья поступила в редакцию 25 января 1991 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 15—18.

УДК 621.039.5

ПУТИ МОДЕРНИЗАЦИИ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРОВ РБМК

Г.Б. Давыдова, В.М. Кватор, А.М. Федосов
Российский научный центр «Курчатовский институт», 123182, Москва

Рассмотрены варианты изменения конструкции сборок, каналов и графитовой кладки реакторов РБМК с целью снижения величины парового коэффициента реактивности. Проводится сравнение эффективности использования топлива при обеспечении заданного уровня ядерной безопасности РБМК.

SOME WAYS OF RBMK CORE MODERNIZATION. G.B. DAVYDOVA, V.M. KVATOR, A.M. FEDOSOV. The constructive modifications of reactor RBMK fuel assemblies, channels and graphite blocks to decrease the void reactivity coefficient are examined. The comparison of fuel utilisation efficiencies for providing of given nuclear safety level of RBMK is made.

Одной из важных причин, приведших к катастрофическим последствиям Чернобыльской аварии, явилась большая положительная величина парового коэффициента реактивности $\alpha\varphi \approx 4+4{,}5\,\beta$. Осушение значительной части каналов привело к разгону реактора на мгновенных нейтронах. В результате мер по повышению безопасности реактора РБМК величина $\alpha\varphi$ была снижена до $1\,\beta$, в основном за счет установки в 80 рабочих каналах вместо топливных сборок дополнительных поглотителей из бористой стали, а также за счет увеличения оперативного запаса реактивности с 30 до 45 стержней. Увеличение количества поглотителей в активной зоне привело к уменьшению глубины выгорания топлива на 25% и к увеличению топливной составляющей приведенных затрат почти на 30%.

В настоящее время осуществляется повышение начального обогащения вновь загружаемого топлива с 2 до 2,4%. Эта мера позволит уменьшить величину $\alpha\varphi$ до $0{,}5\,\beta$ и снизить топливные затраты на 15%.

Использование дополнительных поглотителей не является единственным способом снижения парового коэффициента реактивности. Целесообразно рассмотреть альтернативные варианты изменения топливной загрузки или конструкции активной зоны, более экономичные с точки зрения использования топлива.

Величина парового коэффициента в уран-графитовом реакторе типа РБМК очень чувствительна к соотношению количества топлива и замедлителя (графита), которое определяет спектр нейтронов в реакторе. В тепловой области энергий уменьшение плотности воды приводит к росту реактивности, так как уменьшается поглощение нейтронов водой. В резонансной области реактивность, наоборот, уменьшается, поскольку уменьшается замедляющая способность среды. Поэтому увеличение уран-графитового отношения приводит к уменьшению $\alpha\varphi$.

В действующих реакторах изменение уран-графитового отношения возможно лишь при увеличении загрузки топлива в каналы. Рассматривались варианты увеличения диаметра твэлов с 13,6 мм (рис. 1) до 14,2 мм, а также использование вместо штатной сборки из 18 твэлов диаметром 13,6 мм сборки из 36 твэлов диаметром 10,2 мм. Твэлы такого диаметра используются в реакторах ВВЭР-440. Если диаметр твэлов сохраняется, то увеличение загрузки топлива возможно за счет использования при изготовлении твэлов технологии виброуплотнения. Повышение плотности достигается добавлением геттера из металлического урана (до 30% по весу). Увеличение диаметра твэлов ограничивается величиной зазоров между ними и размерами канала. В настоящее время начинается реконструкция реакторов РБМК, в ходе которой проводится замена каналов. Увеличение диаметра каналов с 88 до 95 мм (при соответствующем уменьшении толщины графитовой втулки между каналом и графитовым блоком) позволило бы на 20% увеличить загрузку топлива в ТВС

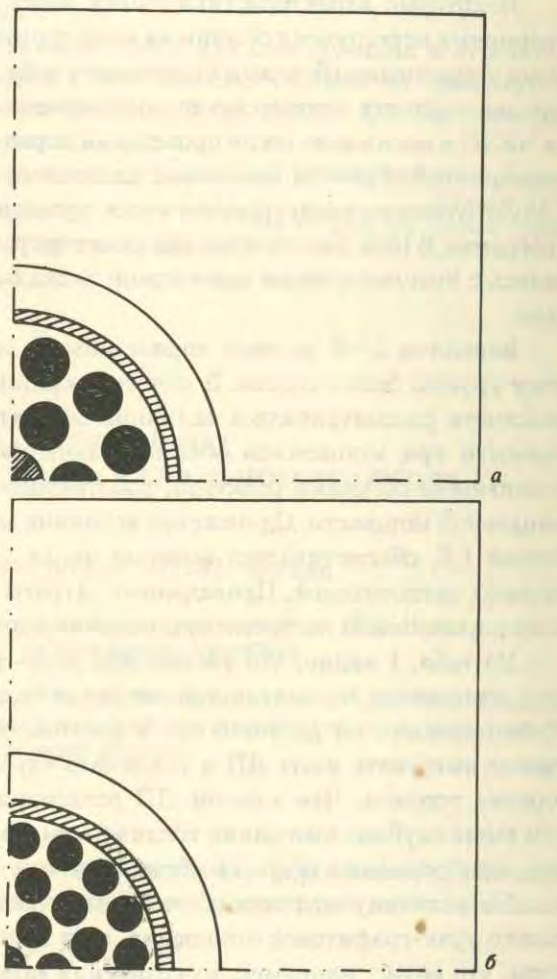


Рис. 1. Фрагмент штатной ячейки РБМК (*а*, ТВС содержит 18 твэлов диаметром 13,6 мм); фрагмент ячейки с 36 твэлами диаметром 10,2 мм (*б*)

при сохранении существующих зазоров между твэлами. Диаметр твэлов при этом можно увеличить до 14,9 мм.

Одной из возможностей воздействия на паровой коэффициент реактивности является использование в конструкции ТВС материалов с большим сечением поглощения в резонансной области энергий. При обезвоживании спектр нейтронов сдвигается в эту область, что приведет к дополнительному уменьшению коэффициента размножения. Таким материалом является, например, гафний, который содержится в качестве естественной примеси в цирконии. Цирконий с повышенным содержанием гафния можно использовать для изготовления оболочек твэла.

Некоторые характеристики РБМК в режиме непрерывных перегрузок с обычными и модернизированными топливными сборками приведены в табл. 1. Первые два варианта соответствуют состоянию до аварии на ЧАЭС и состоянию после проведения первого этапа мероприятий. Расчеты изменения изотопного состава и двухгрупповых характеристик ячеек проводились по программе WIMS. Характеристики реактора рассчитывались с использованием одномерной аксиальной модели.

Варианты 2—8 условно «приведены» к одинаковому уровню безопасности. В качестве критерия безопасности рассматривалась величина эффекта реактивности при мгновенном обезвоживании каналов с топливными сборками реактора, работающего на номинальной мощности. Одинаковая величина эффекта, равная 1β, обеспечивалась выбором числа дополнительных поглотителей. Приведенные затраты на топливо нормированы на проектную величину до аварии.

Из табл. 1 видно, что увеличение уран-графитового отношения позволяет при сохранении эффекта обезвоживания на достигнутом в настоящее время уровне выгрузить часть ДП и увеличить глубину выгорания топлива. Чем меньше ДП остается в зоне и чем выше глубина выгорания топлива, тем эффективнее мера снижения эффекта обезвоживания.

На величину эффекта обезвоживания влияет не только уран-графитовое отношение, но и другие факторы, что видно, например, из сравнения вариантов 5 и 6. Для сборок из 36 твэлов увеличение площади их поверхности и уменьшение количества воды в канале приводит к дополнительному положительному вкладу в эффект обезвоживания из-за блок-эффекта в резонансной области и уменьшения утечки нейтронов в поглотители.

Наилучшим из рассмотренных вариантов является вариант с увеличенным диаметром твэлов и канала. В этом случае можно полностью выгрузить ДП и увеличить глубину выгорания топлива на 28%. Топливная составляющая будет ниже, чем до аварии. При сохранении существующего оперативного запаса реактивности в 45 стержней в этом варианте можно получить нулевую величину эффекта обезвоживания.

Повышение содержания гафния в цирконии нецелесообразно, так как проигрыш в глубине выгорания в этом случае больше, чем при загрузке ДП.

Для строящихся реакторов РБМК можно уменьшить количество графита в активной зоне. Так, использование графитовых блоков с сечением в виде правильного восьмигранника позволяет уменьшить количество графита на 20% (рис. 2). Расчеты показывают, что в стационарном режиме перегрузок величина $\alpha\varphi$ снижается до $-1{,}5\beta$ и -3β для топлива с обогащением 2 и 2,4% без ДП. Эффект обезвоживания и $\alpha\varphi$ оста-

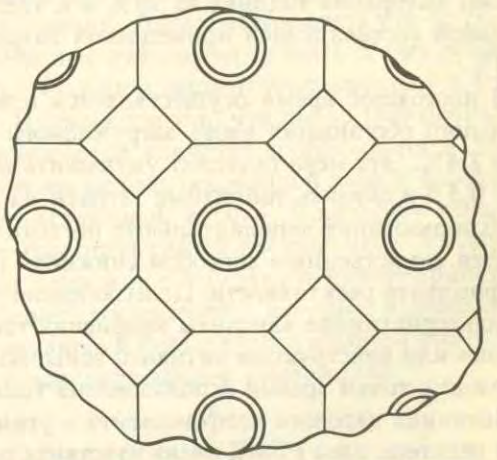


Рис. 2. Схематическое изображение фрагмента активной зоны с модернизированной графитовой кладкой. Показаны квадратные полости в графите

Таблица 1

№ п/п	Вариант	Обогащение, %	Загрузка в ТВС, отн. ед.	Число ДП	Оперативный запас ст. РР	$\alpha\varphi$, β	Глубина выгорания, МВт·сут/кг	Приведенные затраты на топливо, отн. ед.
1	До аварии	2	1,0	0	30	3,9	21,1	1,00
2	После мероприятий	2	1,0	30	45	1,0	15,8	1,29
3	Перевод на обогащение 2,4%	2,4	1,0	78	45	0,6	22,8	1,12
4	$D_{твэл}$=14,2 мм	2,4	1,08	59	45	0,5	24,7	1,07
5	36 твэлов, $D_{твэл}$=10,2 мм	2,4	1,16	77	45	0,3	24,6	1,08
6	Виброуплотненное топливо	2,4	1,15	44	45	0,4	25,9	1,05
7	$D_{твэл}$=14,9 мм, $D_{кан}$=95 мм	2,4	1,20	0	11	0,5	29,3	0,94
8	1% Hf в оболочке твэлов	2,4	1,0	49	45	0,5	20,8	1,22

ются отрицательными даже при извлечении всех стержней регулирования. Значительная отрицательная величина парового коэффициента приводит к возможности внесения положительной реактивности $\sim 1\,\beta$ при заливе каналов водой.

Характерной особенностью модернизированной графитовой кладки является сильная анизотропия переноса нейтронов. Различие в коэффициентах диффузии в параллельном и перпендикулярном к оси каналов направлениях достигает 40%.

Серьезной проблемой является формирование начальной загрузки в реакторе с модернизированной графитовой кладкой. При использовании топлива 2%-ного обогащения для компенсации избыточной реактивности необходимо загрузить 190 ДП. Величина $\alpha\varphi$ при этом составит $-6\,\beta$. Для снижения количества ДП и получения более приемлемой величины $\alpha\varphi$ можно использовать в начальной загрузке топливо меньшего обогащения (1,8% и ниже).

Таблица 2

Обогащение, %	Число ДП	Оперативный запас	$\alpha\varphi$, β	Глубина выгорания, МВт·сут/кг	Приведенные затраты, отн. ед.
2	0	30	−1,5	20,3	1,03
2,4	0	30	−2,9	28,2	0,97

Использование в РБМК модернизированной кладки с уменьшенным на 20% содержанием графита позволит (табл. 2) полностью отказаться от ДП в стационарном режиме работы и уменьшить оперативный запас реактивности, что приведет к увеличению глубины выгорания на 24% и снижению приведенных затрат на 17%.

Таким образом, для действующих и строящихся реакторов РБМК имеются резервы по снижению парового коэффициента без ущерба для экономичности топливного цикла.

Статья поступила в редакцию
23 июля 1990 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 19—21.

УДК 621.039.5

МЕТОДИКА И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ПРОГРАММА ОПТИМИЗАЦИИ НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ В ДВУМЕРНОМ КАНАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ

А.М. Дегтярев

Российский научный центр «Курчатовский институт», 123182, Москва

Описаны методика и программа оптимизации нейтронного поля в двумерном канальном реакторе с помощью СУЗ. Нейтронный поток описывается в монопольном двухгрупповом приближении. Представлены результаты тестирования программы.

A METHOD AND CODE FOR OPTIMIZATION OF NEUTRON DISTRIBUTION IN TWO-DIMENSIONAL CHANNEL REACTOR. A.M. DEGTIARIEV. Description is given of method and code for optimization of neutron distribution in two-dimensional reactor by control rods. The neutron flux is described in monopol two-group approximation. The results of program's testing are given.

ВВЕДЕНИЕ

Важное место в реакторных исследованиях занимает проблема формирования оптимального нейтронного поля. Наиболее гибким и доступным при эксплуатации реактора средством оптимального управления полем является СУЗ. Для канальных реакторов известен ряд методик, которые решают задачу по формированию оптимального поля энерговыделения, осуществляемого изменением глубины погружения стержней СУЗ.

Однако для задач, которые требуют комплексного учета разнородных нейтронных реакций (в частности, накопления полезных изотопов в специально отведенных для этого каналах), данный подход представляется недостаточным. В предлагаемой работе излагается методика, которая позволяет оптимизировать нейтронное поле с более адекватным учетом разнородных нейтронных реакций.

Методика программно реализована. Приводится описание программы и результатов ее тестирования.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается канальный двумерный реактор, находящийся в критическом состоянии. Принимается, что загрузка активной зоны (АЗ) состоит из каналов двух типов. Первый тип — каналы-регуляторы, нейтронно-физические свойства которых могут плавно меняться в заданном диапазоне. К другому типу относятся все остальные каналы с постоянными свойствами. Условимся называть эти каналы рабочими (РК). При описании нейтронных потоков принимается двухгрупповое монопольное приближение. Используются уравнения вида

$$\hat{D}^i\vec{N}^i = \sum_{j=1}^{2} B^{ij}_k N^j, \qquad (1)$$

которые относятся к классу конечно-разностных. Здесь i, j — номера энергетических групп; $\hat{D}$ — конечно-разностный девятиточечный оператор, который связывает поток на канале с потоками на ближайших восьми каналах; $\vec{N}$ — вектор модифицированных потоков нейтронов с компонентами на всех каналах; B_k^{ij} — элементы матрицы $\hat{B}_k$, описывающей гетерогенные свойства k-го канала. Матрица $\hat{B}$ получена из матрицы $\hat{\Lambda}$, устанавливающей на поверхности канала граничное условие вида [1]

$$\rho \frac{\partial \vec{\Phi}}{\partial r}\Big|_{r=\rho} = \hat{\Lambda}\vec{\Phi}.$$

Векторы $\vec{N}$ и $\vec{\Phi}$ связаны соотношением, которое имеет общий вид

$$\begin{pmatrix} N^1 \\ N^2 \end{pmatrix} = \hat{S}(\hat{\Lambda}_k) \begin{pmatrix} \Phi^1 \\ \Phi^2 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

В качестве средства управления нейтронным полем принимаются регуляторы. Такими каналами являются, в частности, каналы СУЗ с перемещающимися поглощающими стержнями. Используя двумерное приближение, будем характеризовать свойства данных каналов эффективными двумерными $\hat{B}$-матрицами. Будем считать, что $\hat{B}$-матрица каждого регулятора может плавно изменяться в диапазоне, ограниченном с одной стороны матрицей $\hat{B}_л$ («легкой») и с другой — матрицей $\hat{B}_т$ («тяжелой»):

$$\hat{B}_k = \alpha_k \hat{B}_т + (1 - \alpha_k)\hat{B}_л, \quad (3)$$

где

$$0 \le \alpha_k \le 1. \quad (4)$$

Величина α_k является характеристикой местоположения свойств канала-регулятора. Если регуляторами являются каналы СУЗ с перемещающимися стержнями, то α_k является аналогом глубины погружения стержня. Для регулятора уравнение (1) с учетом (3) и (4) принимает вид

$$\hat{D}^1 \vec{N}^1 = \alpha_k B_т^{11} N_k^1 + (1 - \alpha_k) B_л^{11} N_k^1, \quad (5)$$

$$\hat{D}^2 \vec{N}^2 = \alpha_k B_т^{21} N_k^1 + (1 - \alpha_k) B_л^{21} N_k^1 + \alpha_k B_т^{22} N_k^2 + (1 - \alpha_k) B_л^{22} N_k^2, \quad (6)$$

$$0 \le \alpha_k \le 1. \quad (7)$$

В уравнении для первой энергетической группы отсутствуют члены, содержащие в качестве сомножителя элементы вида B^{12}, так как предполагается отсутствие в регуляторах процессов деления, а в этом случае элемент B^{12} тождествен нулю.

Примем, что на РК также есть ограничения, которые имеют вид

$$\tilde{P}_k^1 \Phi_k^1 + \tilde{P}_k^2 \Phi_k^2 \le P_k^{\lim}. \quad (8)$$

Пусть оптимизируемый функционал, который требуется максимизировать, имеет вид

$$\Sigma (\tilde{a}_k^1 \Phi_k^1 + \tilde{a}_k^2 \Phi_k^2), \quad (9)$$

где суммирование производится по всем РК.

Значения коэффициентов $\tilde{P}_k^i$ и $\tilde{a}_k^j$ определяются конкретным типом решаемой задачи. Если, например, рассматривается задача на минимум неравномерности радиального поля энерговыделения, то в качестве $\tilde{P}_k^i$ и $\tilde{a}_k^j$ задаются парциальные мощности РК k-го сорта от нейтронных потоков соответствующих энергетических групп. При переходе к модифицированным потокам коэффициенты $\tilde{P}_k^i$ и $\tilde{a}_k^j$ преобразуются по формуле, аналогичной (2), после чего (8) и (9) принимают вид

$$P_k^1 N_k^1 + P_k^2 N_k^2 \le P_k^{\lim}, \quad (10)$$

$$\Sigma (a_k^1 N_k^1 + a_k^2 N_k^2). \quad (11)$$

Разделение коэффициентов $\tilde{P}_k$ и $\tilde{a}_k$ делает рассматриваемую задачу универсальней ряда других оптимизационных методик в том смысле, что создается возможность формирования оптимизируемого функционала (11) и ограничений вида (10) на основе разнородных нейтронных реакций.

2. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Сведем вместе уравнения, определяющие поставленную задачу:

$$\Sigma (a_k^1 N_k^1 + a_k^2 N_k^2) \to \max, \; k \in M_{РК};$$

$$\hat{D}_k^i \vec{N}_k^i = \sum_{j=1}^{2} B_k^{ij} N_k^j, \; k \in M_{РК};$$

$$\hat{D}_k^1 \vec{N}_k^1 = \alpha_k B_т^{11} N_k^1 + (1 - \alpha_k) B_л^{11} N_k^1, \; k \in M_Р;$$

$$\hat{D}_k^2 \vec{N}_k^2 = \alpha_k B_т^{21} N_k^1 + (1 - \alpha_k) B_л^{21} N_k^1 + \alpha_k B_т^{22} N_k^2 + (1 - \alpha_k) B_л^{22} N_k^2, \; k \in M_Р; \quad (12)$$

$$0 \le \alpha_k \le 1, \; k \in M_Р;$$

$$P_k^1 N_k^1 + P_k^2 N_k^2 \le P_k^{\lim}, \; k \in M_{РК}.$$

Здесь приняты следующие обозначения множеств каналов: $M_Р$ — регуляторы; $M_{РК}$ — рабочие каналы.

Алгоритм решения задачи (12) основан на методе штрафной функции (МШФ) [2] квадратичного вида и состоит из трех итерационных уровней. На внешнем уровне итерируется параметр штрафа. Критерием останова является малость невязок уравнений задачи. На промежуточном (втором) итерационном уровне переопределяются коэффициенты α_k и проверяется выполнение условий (10). α_k определяется из уравнения для второй энергетической группы на регуляторах. Условием сходимости итераций второго уровня является достаточная стабилизация штрафной функции и входящих в нее членов.

На внутреннем уровне производится минимизация штрафной функции:

$$F(\vec{N}, \rho) = -\sum_k (a_k^1 N_k^1 + a_k^2 N_k^2) + \frac{\rho}{2} \sum_k (\hat{G}\vec{N} - \vec{C})^2.$$

Здесь ρ — параметр штрафа.

В штрафной терм

$$\frac{\rho}{2} \sum_k (\hat{G}\vec{N} - \vec{C})^2$$

входят уравнения

$$\hat{D}_k^i \vec{N}_k^i = \sum_{j=1}^{2} B_k^{ij} N_k^j, \; k \in M_{\text{РК}} \cup M_{\text{Р кон}};$$

$$(P_k^1 N_k^1 + P_k^2 N_k^2) = P_k^{\lim}, \; k \in M_{\text{РК}^*}; \qquad (13)$$

$$D_k^1 N_k^1 = \alpha_k B_{\text{т}}^{11} N_k^1 + (1 - \alpha_k) B_{\text{л}}^{11} N_k^1, \; k \in M_{\text{Р}}.$$

Использованы следующие дополнительные обозначения: $M_{\text{РК}^*}$ — РК с нарушенными условиями (10); $M_{\text{Р кон}}$ — регуляторы, у которых $\alpha_k < 0$ или > 1.

Список уравнений, входящих в систему (13), определяется на предшествующей итерации промежуточного уровня. Минимизация штрафной функции осуществляется методом сопряженных градиентов [2]. Итерации завершаются при достаточной стабилизации штрафной функции, двух сумм, ее образующих, невязок и вектора $\vec{N}$. Требуемая точность стабилизации выше, чем для итераций промежуточного уровня.

Организация поиска на внутреннем уровне является характерной чертой данного метода, отличающей ее от алгоритмов оптимизации нейтронного поля, которые в той или иной форме используют функции влияния изменения свойств регуляторов на нейтронное поле. В данном же методе применена идея В.М. Кротова использовать потоки на регуляторах в качестве непосредственного способа управления, а уже затем определять параметры регуляторов, отвечающие полученному нейтронному полю. Такой подход позволяет обойти проблему определения функций влияния свойств регуляторов.

3. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПРОГРАММЕ CARE

Программа написана на языке ФОРТРАН-77 и адаптирована для работы в системе XENIX PC модели 386.

Основные ограничения программы: размер расчетного поля включая боковой отражатель не более 64×64; число сортов каналов с ограничениями (8) не более пяти; число прочих сортов каналов, входящих в АЗ, не более шести.

При счете программа использует ~ 750 Кбайт оперативной памяти. Время счета загрузок, содержащих в АЗ ~ 2,5 тыс. каналов, составляет около 1,5 ч.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ

В ходе расчетного тестирования сравнивались результаты, полученные по программе CARE и по программе НЕМ-3 [3]. Расчеты были выполнены для модельной сборки, близкой в плане к окружности. Сборка содержала квадратную решетку каналов с шагом 20 см в графитовом замедлителе. Решетка была образована 2584 РК и 129 регуляторами. Расчеты были выполнены для двух видов граничных условий на боковой поверхности сборки: без отражателя и с физически толстым отражателем.

Тестирование проводилось следующим образом. Нейтронное поле оптимизировалось по программе CARE. Достигнутые коэффициенты неравномерности радиального поля энерговыделения равны соответственно 1,11 и 1,31 для сборки с отражателем и без отражателя. После этого проводился расчет по программе НЕМ-3 с константами регуляторов, полученными при оптимизации.

В результате тестирования было получено, что оптимальное состояние, которое расценивается программой CARE как критическое, имеет, согласно расчету по программе НЕМ-3, $K_{\text{эф}} \simeq 1{,}001$. При нормировке на полную мощность расхождение в мощности наиболее напряженного РК составило $\leqslant 3\%$. Расхождение в коэффициенте неравномерности радиального поля энерговыделения составило $\leqslant 2\%$.

Список литературы

1. Кочуров Б.П. Численные методы в теории гетерогенного реактора. — М.: Атомиздат, 1980.
2. Гилл Ф., Мюррей У., Райт М. Практическая оптимизация. — М.: Мир, 1984.
3. Городков С.С. Аннотация программы НЕМ-3. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1984, вып. 8 (45), с. 40—42.

Статья поступила в редакцию
19 февраля 1991 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 21—23.

УДК 621.039.51

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ПЕТЛЕВЫХ КАНАЛАХ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РЕАКТОРОВ

А.И. Корнилов, А.И. Попыкин, А.П. Чернышев
НИИ НПО «Луч», 142100, Подольск

Обсуждаются методика и программное обеспечение, решающие задачи планирования и сопровождения экспериментов в петлевых каналах исследовательских реакторов различных конструкций. Применение метода конечных элементов в программах CNFRR2 и CNFRR3, использование программы WIMS-D4 в ячеечных расчетах, введение поправки на малогрупповой расчет делают методику универсальной для дву- и трехмерных расчетов исследовательских реакторов сложной геометрии. Сделаны расчетные оценки вклада различных составляющих нейтронного и γ-излучения в тепловую мощность петлевого канала. Приводятся результаты расчетного прогноза и эксперимента.

THE METHOD OF POWER CALCULATIONS IN RESEARCH REACTOR EXPERIMENTAL CHANNELS. A.I. KORNILOV, A.I. POPYKIN, A.P. CHERNYSHEV. A method and computer codes are presented to solve the problem of planning and accompaniment of experiments in research type reactor loop channels. 2-D and 3-D FEM codes CNFRR2, CNFRR3 and well known lattice cell code WIMS-D4, as well as the introduction of a multigroup correction coefficient ensures the universality of the method to 2-D and 3-D research type reactor calculations in complex geometry. The evaluation of neutron and gamma contributions in power yield is made. A comparison with the experiment is presented.

ВВЕДЕНИЕ

Ресурсные испытания в петлевых каналах (ПК) исследовательских реакторов (ИР) — эффективный способ отработки конструкции различных облучаемых устройств (ОУ), содержащих ядерное топливо. Представительность испытаний, т.е. обеспечение нейтронных и теплофизических условий работы ОУ в составе ПК, близких к штатным, является определяющим фактором при выборе конструкции и размещении ПК в исследовательском реакторе. Эта задача усложняется тем, что конструкция ОУ [1] часто затрудняет экспериментальное определение пространственно-энергетического распределения тепловыделения в нем, а внесение изменений в конструкцию ПК после начала испытаний практически невозможно. Необходима расчетная методика, позволяющая по конструкторской документации и картограмме текущей загрузки ИР оперативно получать информацию для планирования, сопровождения и анализа результатов эксперимента. В данной работе представлено описание такой методики, а также сравнение результатов расчетного прогноза и петлевого эксперимента на ИР ВВР-СМ ИЯФ АН Узбекистана.

1. РАСЧЕТНАЯ МЕТОДИКА

Расчет тепловой мощности ПК производится в два этапа. Сначала по программе WIMS-D4 [2] готовятся наборы малогрупповых диффузионных констант для ПК, различных типов ячеек, входящих в состав активной зоны и отражателя. Затем проводится пространственный нейтронно-физический расчет ИР в дву- или трехмерной геометрии программами CNFRR2 и CNFRR3 на основе метода конечных элементов (МКЭ). Программы разработаны специально для расчета исследовательских реакторов.

Необходимость написания программ CNFRR2 и CNFRR3 вызвана тем обстоятельством, что применение к расчетам ИР нейтронно-физических программ для энергетических реакторов, например JOSHUA [3] или отечественных аналогов, малоэффективно. В последних, как правило, используется конечно-разностная сетка, удобная в описании геометрически однородной активной зоны энергетического реактора, состоящей из кассет квадратного или гексагонального сечения. Отражатель чаще всего учитывается введением эффективных граничных условий.

Исследовательский реактор с петлевыми и материаловедческими каналами как в активной зоне, так и в отражателе требует более детального геометрического описания. Отличие ПК от рабочих каналов и блоков отражателя по форме и размерам делает МКЭ эффективным для использования в пространственном расчете.

Программа двумерного расчета CNFRR2 реализует традиционную схему метода итераций источника для системы уравнений малогруппового диффузионного приближения. Расчетная область разбивается на треугольники (конечные элементы), в пределах которых решение представляется линейной функцией узловых значений плотности потока нейтронов. Система линейных уравнений решается либо методом Холецкого [4] при числе расчетных узлов сетки $N < 10^3$ с шагом порядка длины диффузии, либо методом итераций по подобластям с использованием метода Холецкого в каждой подобласти при большем N. Характерное время расчета в двух группах при $N = 2500$ с точностью по $K_{эф}$ $\varepsilon_{K_{эф}} = 10^{-5}$ составляет около 150 с (5—6 с на одну внешнюю итерацию) ЭВМ с быстродействием около 10^6 операций в секунду. В настоящее время в программе реализовано два геометрических модуля, позволяющих вести расчеты двух типов ИР: с квадратными ТВС типа ИРТ-3М и гексагональными ТВС реактора ИВВ-2М. ПК цилиндрической формы представляются в виде многогранников эквивалентной геометрии.

В трехмерной программе CNFRR3 расчетная область разбивается на тетраэдры, и решение в конечном элементе представляется линейным полиномом.

МКЭ приводит к менее разреженной расчетной матрице (27 ненулевых диагоналей в отличие от 7 или 9 в методе конечных разностей). Время счета при этом увеличивается пропорционально числу диагоналей, однако большее число связей повышает точность расчетной схемы. Решение системы линейных уравнений находится методом последовательной верхней релаксации [4] или попеременно-треугольным методом [4]. Последний, как показали численные эксперименты, является наиболее эффективным в расчетах ИР. Характерное время расчета в двух группах при $N \simeq 10^4$ с $\varepsilon_{K_{эф}} = 10^{-5}$ составляет около 50 мин ЭВМ производительностью около 10^6 операций в секунду при произвольном начальном приближении решения. Энерговыделение в ПК ($N_{ПК}$) рассчитывается как суммарная мощность всех источников деления в ПК, нормированная на мощность реактора $N_р$:

$$N_{ПК} = N_р\, c_n\, c_\gamma \int\limits_{v_{ПК}} \nu\,\Sigma_f(w)\Phi(w)dw \Big/ \int\limits_{v_р} \nu\,\Sigma_f(w)\Phi(w)dw, \qquad (1)$$

где $v_{ПК}$ — объем ПК, содержащий топливо; $v_р$ — объем активной зоны ИР; $w = w(r, E)$; c_n, c_γ — поправочные коэффициенты, смысл которых обсуждается далее; остальные обозначения общепринятые.

Для создания профиля энерговыделения в ПК, близкого к рабочему, применяется профилирование. Профилирование часто достигается включением в конструкцию ПК экранов из поглощающих нейтроны материалов. Двухгрупповое диффузионное приближение в ПК в этом случае является недостаточным. В то же время вне ПК для расчета ИР типа ВВР в целом такое приближение дает хорошие результаты. Для расчета энерговыделения в этом случае нами применялся следующий прием. Фрагмент расчетной области, включающий ПК, окруженный рабочими каналами или замедлителем, рассчитывался по программе WIMS-D4 как в двухгрупповом, так и в многогрупповом приближении. Затем осуществлялась привязка фрагмента по мощности к результатам расчета всего ИР. Сохраняя двухгрупповое приближение в пространственном расчете, в выражение для $N_{ПК}$ можно ввести поправочный коэффициент c_n, определяемый из ячеечных расчетов по программе WIMS-D4:

$$c_n = N^n_{ПК}/N^2_{ПК}. \qquad (2)$$

Значение c_n является отношением энерговыделения в ПК при n-групповом расчете $N^n_{ПК}$ и при двухгрупповом расчете $N^2_{ПК}$ ячейки, моделирующей ПК, окруженный рабочими каналами и замедлителем. Опыт расчетов показывает, что c_n лежит в пределах 0,7—1,3. Этот прием фактически является аналогичным расчету коэффициента чувствительности. Коэффициент c_n может быть заранее рассчитан и интерполирован в зависимости от различных параметров.

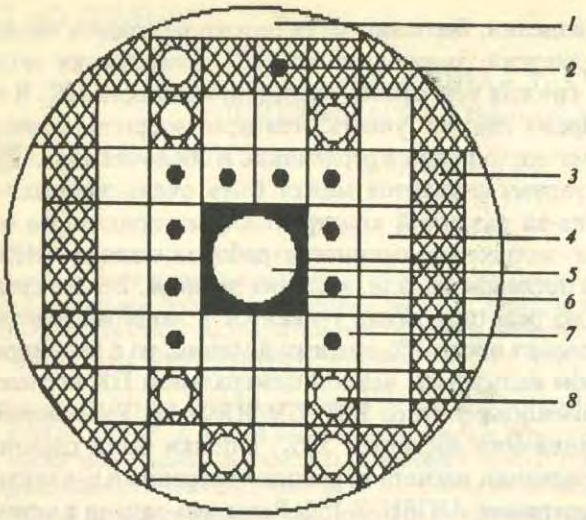
При использовании в ПК поглощающего экрана изменяется структура энерговыделения в испытываемом изделии. Большая часть потока нейтронов тепловых энергий, падающего на ПК, поглощается экраном, снижая тем самым тепловую мощность ПК. В то же время следует учесть, что доля энерговыделения за счет поглощения в сердечнике и оболочке твэла ПК реакторных γ-квантов может быть очень значительной из-за различий конструкций, материального состава, энергонапряженности рабочих каналов ИР и ОУ в петлевом канале, наличия экранов. Если в среднем по реактору вклад γ-квантов в энерговыделение составляет около 5% энергии деления, то в экранированном кадмиевым чехлом центральном ПК исследовательского реактора ВВР-СМ ИЯФ АН Узбекистана эта величина достигает 35%. Оценки были сделаны на основании расчета переноса нейтронов и γ-квантов по программе ANISN-E [5]. Решалась задача с источником для одномерной цилиндрической модели ИР ВВР-СМ с центральным ПК в P_3—S_8-приближении, использовалось 22 нейтронных и 18 фотонных групп. Распределение источников деления рассчитывалось по программе WIMS-D4. Отмечено хорошее согласие расчетов γ-тепловыделения с экспериментом для ряда конструкционных материалов.

Различия в структуре энерговыделения в ПК и рабочих каналах ИР можно учесть в (1) путем введения поправочного коэффициента c_γ, который в зависимости от толщины экрана составляет от 1,0 до 1,3.

2. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТНОГО ПРОГНОЗА И ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная проверка расчетной методики была сделана при планировании и проведении петлевых испытаний канала ИКАР в центральной ячейке реактора ВВР-СМ ИЯФ АН Узбекистана. Расположение ПК в реакторе и конструкционная схема ПК изображены на рис. 1 и 2. Требовалось расчетным путем определить необходимую для получения заданной тепловой мощности ПК толщину кадмиевого экрана и тем самым с минимальными затратами использовать уже изготовленный ПК для испытаний твэла новой конструкции. Изменились геометрия топливного сердечника и оболочек, а также их материальный состав. Вариантными расчетами по изложенной выше методике была построена зависимость тепловой мощности ПК от толщины экрана. Необходимое значение толщины кадмиевого экрана составило 30 мкм в отличие от 1000 мкм для ранее планируемого ПК.

Тепловая мощность твэла в ПК ИКАР в процессе петлевых испытаний определялась путем сравнения экспериментальных и расчетных выходных характеристик облучаемого прибора и из анализа его статических и динамических вольт-амперных характеристик, калориметрических измерений [1]. Погрешность указанных методов составляет примерно 10%. На рис. 3 представлены расчетная зависимость относительного значения тепловой мощности твэла ПК ИКАР от толщины кадмиевого экрана и результаты эксперимента. Результаты отличаются на 10%, т.е. лежат в пределах погрешности экспериментальной методики.



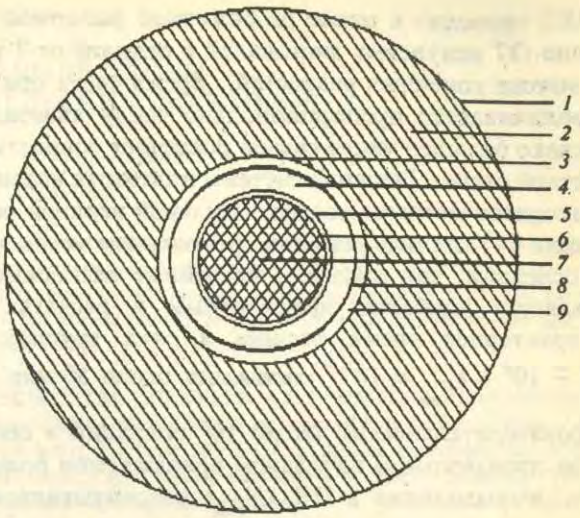


Рис. 1. Схема размещения петлевого канала ИКАР в активной зоне исследовательского реактора ВВР-СМ ИЯФ АН Узбекистана: *1* — вода; *2* — стержень АР; *3* — бериллий-водный отражатель; *4* — ТВС; *5* — петлевой канал ИКАР; *6* — бериллиевая матрица; *7* — ТВС со стержнем СУЗ; *8* — материаловедческий канал

Рис. 2. Конструкционная схема петлевого канала ИКАР: *1* — чехол канала; *2* — свинцовый экран; *3* — чехол; *4* — вода; *5, 6* — оболочки и зазоры системы теплосброса и коллектора прибора; *7* — твэл; *8* — кадмиевый экран; *9* — вода

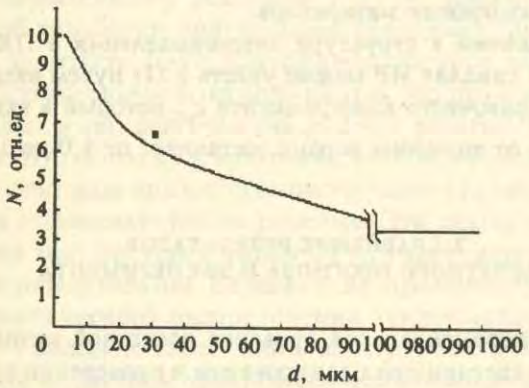


Рис. 3. Зависимость тепловой мощности петлевого канала ИКАР от толщины кадмиевого экрана. ■ — экспериментальное значение

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная методика и программное обеспечение решают задачи планирования и сопровождения экспериментов в петлевых каналах исследовательских реакторов различных конструкций.

Применение метода конечных элементов выгодно отличает предложенную методику от ранее использовавшихся [6—8] для этих целей, делает программу универсальной для дву- и трехмерных расчетов ИР сложной геометрии.

Использование программы WIMS-D4 в ячеечных расчетах, введение поправки на малогрупповой расчет позволяют корректно моделировать петлевые каналы с поглощающими экранами.

Сделаны расчетные оценки вклада различных составляющих нейтронного и γ-излучений в тепловую мощность твэла ОУ. Экранирование ПК кадмиевыми чехлами приводит к увеличению доли тепловыделения от γ-излучения.

Сравнение результатов расчетного прогноза и эксперимента подтверждает эффективность методики при подготовке и сопровождении эксперимента. Преимущество расчетного прогноза тепловыделения — в его большей информативности, возможности определить не только интегральную тепловую мощность, но и распределение тепловыделения по облучаемому прибору, количественный вклад различных составляющих нейтронного и γ-излучений.

Список литературы

1. Синявский В.В., Бержатый В.И., Маевский В.А., Петровский В.Г. Проектирование и испытания термоэмиссионных твэлов. — М.: Атомиздат, 1981. — 96 с.
2. Hallsall H.J. A summary of WIMS-D4 input options. AEEW M 1327, 1980.
3. Roth M.J., Mrs Thompson M.A. The FACADE Version of JOSHUA. AEEW R 1186, 1978.
4. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. — М.: Наука, 1978. — 589 с.
5. Engle W.W., Jr. A Users Manual for ANISN. Union Carbide Corporation, K-1693, 1967.
6. Архангельский Н.В., Насонов В.А. Аннотация программы ТДД-С/4 для трехмерного расчета исследовательского реактора с ТВС типа ИРТ-М в X—Y—Z-геометрии. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1987, вып. 8, с. 52—53.
7. Антонов В.А., Аринкин Ф.М. Расчет энерговыделения в петлевых каналах методом Монте-Карло. — Атомная энергия, 1982, т. 53, вып. 5, с. 323— 324.
8. Леонтьев В.В., Полевой В.Б. Расчеты нейтронно-физических характеристик петлевых каналов для испытаний ЭГК в исследовательском реакторе АМ. — В кн.: Тез. докл. конф. «Ядерная энергетика в космосе» (Обнинск, 15—19 мая 1990 г.), с. 63.

Статья поступила в редакцию
17 декабря 1990 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 24—26.

УДК 621.039.5

ОБРАЗОВАНИЕ ^{14}C В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКТОРАХ

А.С. Герасимов, А.П. Рудик
Институт теоретической и экспериментальной физики, 117259, Москва

Рассмотрены вопросы образования радиоактивного ^{14}C в энергетических реакторах. Сравнивается его накопление с образованием при ядерном взрыве.

GENERATION OF ^{14}C IN THE POWER REACTORS. A.S. GERASSIMOV, A.P. RUDIK. Generation of radioactive ^{14}C in the power reactors is discussed and compared with its generation in the nuclear explosion.

Среди природных радиоактивных нуклидов, образующихся при взаимодействии космического излучения с атмосферой, одним из важнейших является, пожалуй, радиоактивный изотоп углерода ^{14}C. В современную эпоху появился техногенный канал образования этого нуклида — ядерные взрывы. На ужасные последствия ядерных взрывов, обусловленные образованием ^{14}C, одним из первых указал А.Д. Сахаров [1].

За время существования Земли установилась некоторая равновесная концентрация ^{14}C в стабильном углероде всюду, в частности в биологической ткани. Этим нуклидом создается примерно 1% общей дозы внутреннего облучения человека (1,2 мбэр/год при общей дозе внутреннего облучения от разных природных источников излучения 134 мбэр/год [2]). Дополнительное образование ^{14}C, вызванное деятельностью человека, несколько повышает дозу облучения. Хотя это повышение незначительно, оно, согласно [2], может приводить к нежелательным последствиям, связанным с беспороговым действием малых доз радиации, — к увеличению наследственных мутаций, возрастанию числа онкологических заболеваний и др. — когда суммарные последствия пропорциональны суммарной дозе облучения.

Оценки таких последствий, связанных с увеличением количества ^{14}C из-за ядерных взрывов в атмосфере, проведены в [1]. При взрыве бомбы мощностью 1 Мт тротила образуется $2{,}25 \cdot 10^{26}$ нейтронов, которые, взаимодействуя с атмосферным азотом, дают примерно такое же число ядер ^{14}C. Это количество ^{14}C, добавленное в стационарное распределение радиоактивного углерода, приводит, согласно [1], к увеличению общей (интегральной за все время радиоактивного распада радиоактивного углерода) дозы облучения биологической ткани на величину $7{,}5 \cdot 10^{-4}$ Р. В [1] общие потери всего человечества за время жизни ^{14}C (несколько тысяч лет), обусловленные всеми беспороговыми эффектами, вызванными ^{14}C, образовавшимся в результате взрыва 1-Мт бомбы, оцениваются в 10 тыс. человек.

Признавая вслед за [1], что гибель людей, обусловленная человеческой деятельностью, недопустима, следует рассмотреть вопрос о влиянии на человечество радиоактивного углерода, который образуется при работе АЭС и в принципе может быть частично выброшен в атмосферу в результате аварии с разрушением реактора или каких-либо крупных нарушений технологического процесса.

В энергетических реакторах канального типа с графитовым замедлителем нуклид ^{14}C образуется за счет реакции $^{13}C(n, \gamma)$ в графите (природное изотопное содержание ^{13}C 1,1%, масса графита 2000 т [3]), реакции $^{17}O(n, \alpha)$ на кислороде, входящем в состав топлива и воды (природное изотопное содержание ^{17}O 0,038%), реакции $^{14}N(n, p)$ на азоте, входящем в виде примеси в конструкционный материал циркоций (массовое содержание азота $\sim 6 \cdot 10^{-3}$%, масса циркония 177 т), и, может быть, другими путями. По приближенным оценкам (облучение при потоке нейтронов $2{,}5 \cdot 10^{13}$ нейтр./(см^2·с)), количество ^{14}C, образующегося по рассмотренным реакциям за 30-летний период работы реактора, составляет $6{,}1 \cdot 10^{25}$ ядер (из них $3{,}8 \cdot 10^{25}$ в графите, $2{,}5 \cdot 10^{24}$ из кислорода, $2{,}1 \cdot 10^{25}$ из азота).

Таким образом, при работе канального графитового энергетического реактора за 30-летний период эксплуатации образуется ^{14}C в 4 раза меньше, чем при взрыве бомбы в 1 Мт. При этом необходимо иметь в виду, что при ядерном взрыве ^{14}C образуется в атмосфере в свободном состоянии, а в работающем реакторе в основном связан в кристаллической решетке замедлителя и конструкционных материалов.

Список литературы

1. Сахаров А.Д. Радиоактивный углерод ядерных взрывов и непороговые биологические эффекты. — Атомная энергия, 1958, т. 4, вып. 6, с. 576.
2. Маргулис У.Я. Атомная энергия и радиационная безопасность. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. Доллежаль Н.А., Емельянов И.Я. Канальный ядерный энергетический реактор. — М.: Атомиздат, 1980.

Статья поступила в редакцию
16 мая 1991 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 27.

УДК 621.039.5

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННОГО РАЗОГРЕВА БЕТОНА СУХОЙ ЗАЩИТЫ ВВЭР-440

Н.А. Бычкова, Л.Л. Дадакина, Ю.А. Федоровский, А.Н. Хмылев
ВНИИАЭС, 109507, Москва

Расчетным путем оценена степень радиационного разогрева бетона сухой защиты ВВЭР-440. Расчетная оценка хорошо согласуется с экспериментальной, полученной с помощью штатных термопар.

CONCRETE SHIELD RADIATION HEATING CALCULATION FOR VVER-440. N.A. BYCHKOVA, L.L. DADAKINA, Yu.A. FEDOROVSKY, A.N. KHMYLEV. Radiation heating of concrete shield for VVER-440 has been calculated. The calculation results are in good agreement with experimental data.

Разработана математическая модель, позволяющая рассчитывать тепловое состояние элементов шахтного объема реактора при отжиге корпуса. Адекватность модели может быть проверена в расчете теплового состояния бетона сухой защиты при работе реактора на мощности, так как в бетоне сухой защиты имеются штатные термопары, регистрирующие температуру бетона.

Однако при работе реактора на мощности температура бетона сухой защиты определяется не только теплообменом между корпусом реактора, теплоизоляцией, охлаждающим воздухом и бетоном, но и энерговыделением в бетоне, обусловленным поглощением и замедлением в нем нейтронного и γ-излучения. Для определения вклада радиационного энерговыделения в тепловое состояние бетона были рассчитаны поля нейтронного и γ-излучения и обусловленное ими энерговыделение в бетоне сухой защиты. Расчеты проводились по программам ANISN [1] и DOT3 [2] с использованием системы констант CASK [3]. В таблице приведены радиальные распределения радиационного энерговыделения в бетоне сухой защиты, полученные из одномерного и двумерного расчетов.

Радиальные распределения плотности энерговыделения, Вт/см^3

R, см	Двумерный расчет			Одномерный расчет
	$\theta = 5°$	$\theta = 15°$	$\theta = 25°$	
239,04	1,29—3	1,40—3	1,60—3	1,45—3
242,4	1,06—3	1,16—3	1,34—3	1,22—3
245,76	8,90—4	9,17—4	1,13—3	1,01—3
249,12	7,25—4	9,17—4	9,27—4	8,02—4
250,8	6,69—4	1,03—3	8,54—4	6,86—4
256,18	4,11—4	1,18—3	5,35—4	4,58—4
260,91	2,76—4	1,35—3	3,63—4	2,95—4
265,64	1,92—4	7,45—4	2,58—4	1,76—4
270,36	1,30—4	3,68—4	1,75—4	1,12—4
277,45	6,88—5	1,44—4	9,27—5	6,83—5
282,18	5,14—5	9,45—5	6,93—5	3,53—5
286,91	3,39—5	5,55—5	4,50—5	2,70—5
291,64	2,29—5	3,45—5	3,01—5	1,98—5
296,36	1,65—5	2,36—5	2,15—5	1,19—5
301,09	1,01—5	1,41—5	1,34—5	9,05—6
305,82	5,7—6	7,52—6	7,32—6	5,87—6

По программе KONEL, предназначенной для расчета двумерных стационарных и нестационарных температурных полей методом конечных элементов, были рассчитаны температурные поля в бетоне как с учетом, так и без учета радиационного энерговыделения.

Программа KONEL реализует решение уравнения теплопроводности

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = \operatorname{div}(\lambda \cdot \operatorname{grad} T) + q,$$

где ρ, C, λ — плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности среды соответственно; T — искомое температурное поле; t — время; q — интенсивность тепловыделения.

Программа использует треугольные элементы с линейными функциями формы и позволяет находить стационарные и нестационарные температурные поля в областях многосвязной формы, составленных из различных материалов. На участках границы могут быть заданы температура, тепловой поток или конвективный теплообмен с внешней средой.

Расчеты выполнены применительно к блоку с ВВЭР-440 типа В-213. Схема расчетной области показана на рис. 1. Точка $r = 0$ на нем соответствует внутренней поверхности бетона сухой защиты.

Результаты расчетов и эксперимента представлены на рис. 2. Из него видно, что энерговыделение в бетоне приводит к существенному (на 20—25 °С) увеличению температуры его внутренних слоев. Экспериментальные точки отвечают показаниям штатных

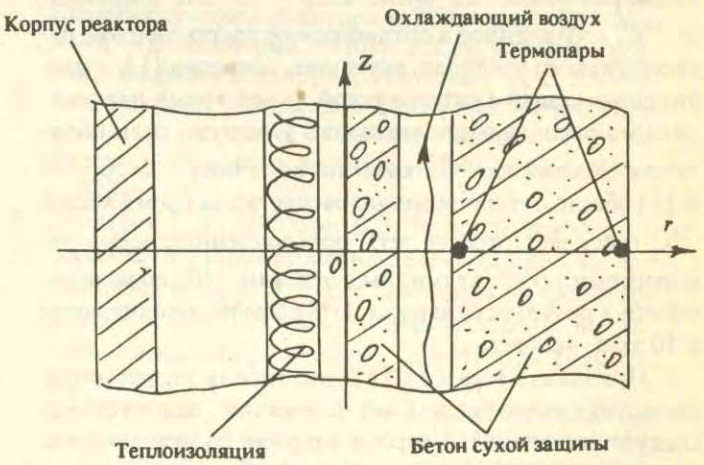


Рис. 1. Схема расчетной области при определении поля температур

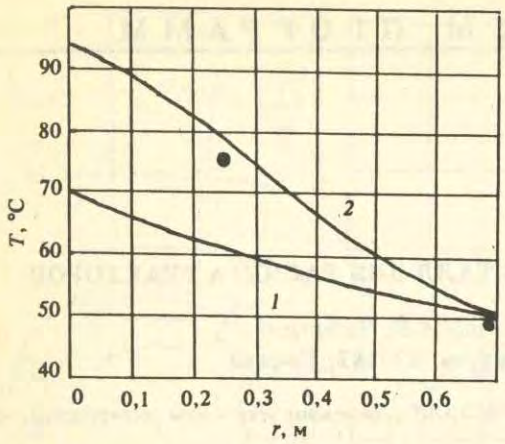


Рис. 2. Температура бетона сухой защиты на уровне центра активной зоны без учета (*1*) и с учетом (*2*) энерговыделения; ● — экспериментальные точки

термопар, расположенных в бетоне сухой защиты. Показания сняты при работе реактора на 100%-ной мощности [4].

Список литературы

1. Engle W.W., Jr. A User's Manual for ANISN. Computing Technology Center. Union Carbide Corporation Report. K-1693, 1967.
2. Rhoades W.A., Mynatt F.R. The DOT-III Two-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code, ORNL-TM-4280, 1973.
3. CASK. 40 Groups Coupled Neutron and Gamma-ray Cross-Section Data. RSIC Data Library DLC-23, 1973.
4. Гапонов А.А., Морозов С.К., Федоровский Ю.А. Опыт проведения восстановительной термообработки корпуса реактора III блока НВАЭС. — В кн.: Совершенствование уровня эксплуатации АЭС. — М.: Энергоатомиздат, 1989, с. 150—154.

Статья поступила в редакцию
5 июля 1990 г.
Исправленный вариант получен 17 февраля 1992 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 28—29.

УДК 621.039.5

МЕТОДИКА И МОДУЛИ ПРОГРАММНОЙ СИСТЕМЫ КРИСТАЛЛ ДЛЯ РАСЧЕТА РЕАКТОРОВ

В.Д. Давиденко, В.А. Лобынцев, В.Ф. Цибульский, А.В. Чибиняев
Российский научный центр «Курчатовский институт», 123182, Москва

Представлено описание методики и основных разработок программной системы КРИСТАЛЛ. Приведены результаты тестирования, описание тестовых задач, сравнение расчетов и экспериментов на критсборках.

METHOD AND MODULES OF CODE SYSTEM КРИСТАЛЛ FOR REACTOR CALCULATIONS. V.D. DAVIDENKO, V.A. LOBYNTSEV, V.F. TSIBUL'SKY, A.V. CHIBINYAEV. The method and development of code system КРИСТАЛЛ is presented. The results of testing and the test problems are described, the calculations and the experiments made on the critical assemblies are compared.

Опыт расчетных исследований показывает, что для решения задач переноса нейтронов в реакторе с выраженными гетерогенными свойствами и геометрически нерегулярными особенностями, источниками которых являются, например, органы регулирования, оказывается целесообразным использовать в рамках одного расчета различные приближенные методы в разных частях реактора, чтобы в каждой части применялся метод, адекватный ее особенностям. Так, в реакторе ВТГР расчет активной зоны и большей части отражателя можно проводить в диффузионном приближении, а органы регулирования рассчитывать в более точном приближении. Такой подход позволяет с приемлемыми для проектных расчетов вычислительными затратами добиваться требуемой точности результата, полностью сохраняя преимущества детерминированных методов в смысле оценки локальных особенностей решения.

Алгоритм решения можно представить следующим образом. Вся расчетная область реактора разбивается на ряд подобластей с геометрической конфигурацией стандартизованного вида, позволяющих детально отобразить конструкцию реактора. Между точками, соответствующими границам раздела подобластей, устанавливается взаимно однозначное соответствие, позволяющее определять, с какими конкретно подобластями граничит рассчитываемая подобласть. На основании решений, полученных в соседних подобластях, можно вычислить пространственно-угловое распределение или односторонние токи для нейтронов, втекающих в рассчитываемую подобласть, задать для нее граничные условия в таком виде, какой необходим исходя из выбранного физического приближения. Задача в каждой подобласти решается независимо. В процессе решения определяются скалярные потоки нейтронов внутри подобласти и угловые распределения или односторонние токи на ее границе для вытекающих нейтронов. Во всей области решение получается в результате итерационного процесса, при котором перетечки нейтронов между смежными подобластями стабилизируются с заданной точностью.

Для реализации такого подхода необходимо разработать набор физических программных модулей, позволяющих получать в каждой подобласти решение задачи переноса в каком-либо транспортном или диффузионном приближении, а также геометрические программные модули, которые автоматизировали бы сопряжение различных конечно-разностных сеток, сшивку решений и постановку условий на границе подобластей.

Описанный алгоритм решения задачи используется в разрабатываемой в настоящее время программной системе (ПС) КРИСТАЛЛ. В данной статье представлено описание двумерного геометрического модуля ПС КРИСТАЛЛ, физических модулей решения задачи переноса нейтронов и константного модуля, ориентированного на расчет реакторов типа ВТГР, а также приведены результаты тестирования.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ И РЕКУРСИВНЫЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ МОДУЛИ ПС КРИСТАЛЛ

При разработке геометрического модуля учитывался общий подход к решению задачи переноса нейтронов и выбран такой набор геометрий подобластей, который достаточно полно отвечает практическим требованиям при расчетах реакторов.

Геометрическим модулем в ПС КРИСТАЛЛ является программа, обеспечивающая разбивку рассчитываемой двумерной области, заданной первоначально в $X—Y$-, $R—Z$- или $R—\phi$-геометриях, на некоторое число стандартных подобластей и устанавливающая соответствие между граничными точками сопряженных подобластей.

В качестве подобластей, на которые геометрический модуль разбивает первоначально заданный объем, выбраны прямоугольник, сектор, сегмент, круг и кольцо (рис. 1). Использование такого набора зон позволяет организовать расчет геометрически достаточно сложных областей. Разбивка проводится автоматически с учетом выделенных геометрических и физи-

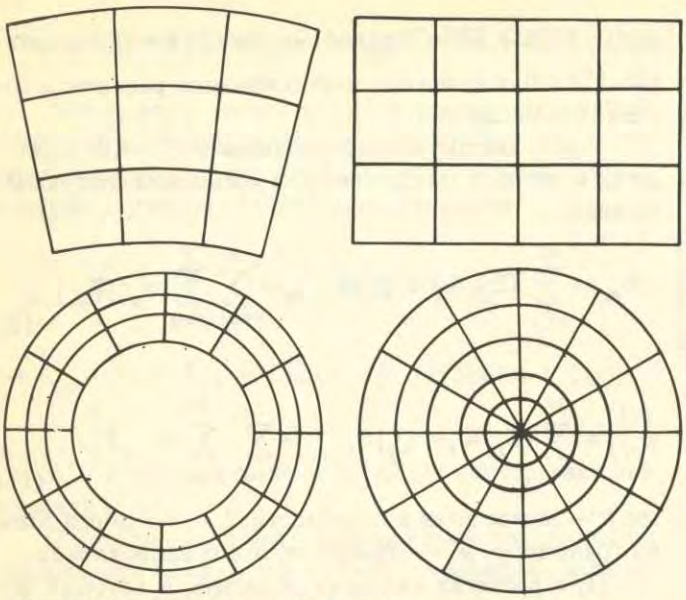


Рис. 1. Вид стандартных подобластей геометрического модуля

ческих особенностей, которые могут определяться пользователем дополнительно, исходя из специфики конкретной задачи.

Функциональные возможности геометрического модуля в значительной мере расширены за счет создания рекурсивных структур. В рекурсивном геометрическом модуле каждая из подобластей может быть, в свою очередь, разбита на ряд подобластей. Эта процедура может быть повторена многократно, и глубина такой рекурсии (вложенности) неограничена. Изложенная процедура разбивки позволяет еще более повысить степень детализации описания конструкции реактора и автоматически обеспечивает использование для расчета полученных подобластей всего набора физических модулей, адаптированных в ПС КРИСТАЛЛ.

Разработанный геометрический модуль позволяет проводить решения задачи переноса нейтронов в областях со сложной геометрической структурой и следующими граничными условиями на любом из участков внешней границы:

— вакуум — ток нейтронов в рассчитываемую область равен нулю;

— отражение — угловое распределение нейтронов на границе симметрично относительно оси, направленной вдоль границы;

— периодичность — ток нейтронов, влетающих через левую (правую) границу области, равен току вылетающих через правую (левую) границу.

ФИЗИЧЕСКИЕ МОДУЛИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ

В ПС КРИСТАЛЛ для проведения расчетов в каждой из подобластей, определенных геометрическим модулем, могут применяться различные методы решения задачи переноса нейтронов. Для постановки граничных условий используются решения, полученные в сопряженных подобластях на предыдущей итерации.

ДИФФУЗИОННОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

В рамках многогруппового диффузионного приближения перенос нейтронов описывается системой дифференциальных уравнений

$$\hat{L}\vec{\Phi} + \vec{Q} = 0, \qquad (1)$$

где оператор $\hat{L}$ определяется выражением

$$\hat{L}\vec{\Phi} = \operatorname{div}\hat{D}\operatorname{grad}\vec{\Phi} - \hat{\Sigma}_a\vec{\Phi}, \qquad (2)$$

$\vec{\Phi}$ — групповая вектор-функция потока нейтронов; $\hat{D}$ — матрица коэффициентов диффузии; $\hat{\Sigma}_a$ — матрица сечений поглощения; $\vec{Q}$ — источник нейтронов. Компоненты вектора $\vec{Q}$ для каждой i-й группы нейтронов ($i = 1, 2, \ldots, N$, N — полное число групп) равны

$$Q_i = \sum_{j\neq i}^{N} \Sigma^{j\to i}\Phi_i + \frac{1}{K_{\text{эф}}}\sum_{j=1}^{N}(\chi\nu_f\Sigma_f)^{j\to i}\Phi_i, \qquad (3)$$

где $\Sigma^{j\to i}$ — сечение межгрупповых переходов из группы J в группу I за счет рассеяния; $(\chi\nu_f\Sigma_f)^{j\to i}$ — матрица межгрупповых переходов за счет деления.

В пределах подобласти сечения взаимодействия нейтронов со средой считаются не зависящими от координат. Решение проводится для двумерной геометрии, в которой определена данная подобласть геометрическим модулем, методом конечных разностей.

В качестве граничных условий для каждой группы задается значение выражения, связывающего искомую функцию и ее производную:

$$\frac{\Phi(r_\Gamma)}{4} + \frac{D}{2}(\nabla\Phi(r_\Gamma), n^+(r_\Gamma)) = J^+(r_\Gamma), \qquad (4)$$

$r_\Gamma \in \Gamma$, Γ — граница подобласти; $J^+(r_\Gamma)$ — втекающий в подобласть односторонний ток нейтронов, определенный на основании расчетов в подобластях, сопряженных с данной; $n^+(r_\Gamma)$ — внешняя нормаль к границе в точке r_Γ.

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ МЕТОД ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРВЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

Программный модуль ПС КРИСТАЛЛ, в котором реализован метод вероятностей первых столкновений (МВПС) для решения уравнения переноса, позволяет проводить расчеты в подобластях с геометрической структурой в виде многослойного цилиндрического стержня, расположенного в ячейке, имеющей форму сектора, прямоугольника или окружности (рис. 2, *а*). В отличие от традиционного метода ВПС модифицированная версия характеризуется введением в рассмотрение углового распределения нейтронов на границе подобласти для дискретного набора углов.

Интегральное уравнение для скалярного потока нейтронов внутри рассматриваемой подобласти V в предположении изотропии процессов рассеяния и деления имеет вид [1]

$$\Phi(r) = \int_V (\Sigma_s(r')\Phi(r') + Q(r'))K(r' \to r)dr' + F(r) \qquad (5)$$

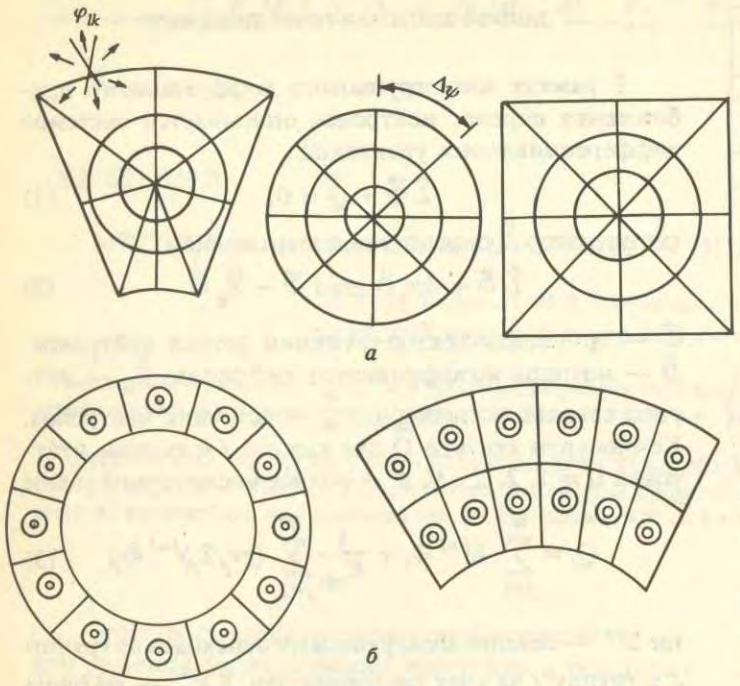


Рис. 2. Геометрия элементарных ячеек модуля МВПС (а) и объединение элементарных ячеек (б)

для каждой группы нейтронов; индекс группы опущен; выражение для $Q(r)$ см. (3); слагаемое $F(r)$ дает вклад от нейтронов, входящих в подобласть через внешнюю границу Г:

$$F(r) = 4\pi \cdot \oint_{\Gamma} \varphi(r_\Gamma, \Omega_\Gamma) \mid (\Omega_\Gamma, n^+) \mid K(r_\Gamma \to r) dr_\Gamma, \quad (6)$$

здесь $\Omega_\Gamma = \dfrac{r - r_\Gamma}{\mid r - r_\Gamma \mid}$, $r_\Gamma \in \Gamma$; $(\Omega_\Gamma, n^+) < 0$, нормаль n^+ — внешняя;

$$K(r' \to r) = \frac{1}{4\pi} \frac{\exp(-\tau(r' \to r))}{\mid r - r' \mid^2}, \quad (7)$$

$$\tau(r' \to r) = \int_0^{\xi} \Sigma_{\text{tot}}(r - \xi'\Omega) d\xi', \; \xi = \mid r - r' \mid,$$

$$\Omega = \frac{r - r'}{\mid r - r' \mid} \quad (8)$$

($\tau(r' \to r)$ — оптический путь нейтронов от точек r' до точки r).

В выражении (6) значения $\varphi(r_\Gamma, \Omega_\Gamma)$, $(\Omega_\Gamma, n^+) < 0$ задаются из расчетов подобластей, смежных с данной.

Угловое распределение на границе Г для вылетающих нейтронов $(\Omega, n^+) > 0$ подсчитывается по формуле

$$\varphi(r_\Gamma, \Omega) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\gamma(\Omega)} [\Sigma_s(r')\Phi(r') + Q(r')] \exp(-\tau(r' \to r_\Gamma)) d\xi +$$

$$+ \varphi(r_\Gamma - \gamma(\Omega)\Omega, \Omega) \exp(-\tau((r_\Gamma - \gamma(\Omega)\Omega) \to r_\Gamma)); \quad (9)$$

здесь $r' = r_\Gamma - \xi'\Omega$; $\gamma(\Omega)$ — длина отрезка между точкой r_Γ и точкой пересечения луча с единичным вектором Ω с поверхностью подобласти, значения $\varphi(r_\Gamma - \gamma(\Omega)\Omega, \Omega)$ в правой части (9) соответствуют $(\Omega, n^+) < 0$, т.е. задаются на основании расчетов в соседних подобластях.

После дискретизации уравнения (5)—(9) приводятся к системе алгебраических уравнений следующего вида:

$$\Phi_m = \sum_{k=1}^{M} (\Sigma_{sk} \Phi_k + Q_k) K_{k \to m} + \sum_{l=1}^{L} \sum_{p=1}^{P} \varphi_{p,l} K_{p,l \to m}; \quad (10)$$

$$\varphi_{p,l} = \sum_{k=1}^{M} (\Sigma_{sk} \Phi_k + Q_k) E_{k \to p,l} + \sum_{l'=1}^{L} \sum_{p'=1}^{P} \varphi_{p',l'} E_{p',l' \to p,l}, \quad (11)$$

где k — номер зоны в подобласти; l, l' — номера зоны на границе; p, p' — номера углового направления.

При расчетах сложных областей, в которых используются в смежных подобластях диффузионный модуль и модуль МВПС, граничные условия для диффузионного расчета ставятся в виде (4), где

$$J^+(r_\Gamma) = J_l^+ = \sum_{p=1}^{P} \varphi_{p,l} \mid (\Omega_p, n_l^+) \mid, \quad (12)$$

Ω_p — вектор, определяющий направление полета нейтронов в пределах телесного угла $\Delta\Omega_p$, суммирование ведется по значениям p, удовлетворяющим условию $(\Omega_p, n_l^+) < 0$.

Угловое распределение для модуля МВПС из диффузионного расчета задается в виде

$$\varphi_{p,l} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Delta\Omega_p} (\Phi(r_\Gamma) - 3D)(\Omega, \nabla\Phi(r_\Gamma)) d\Omega. \quad (13)$$

Программный модуль МВПС позволяет также рассматривать структуры, полученные объединением элементарных ячеек (рис. 2, *б*).

БАЛАНСНЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА С ДИСКРЕТНЫМ ПРЕДСТАВЛЕНИЕМ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ

Программный модуль, в котором реализован балансный метод (PS_n-метод), позволяет проводить решение задачи переноса нейтронов в транспортном приближении в двумерных подобластях, определенных геометрическим модулем ПС КРИСТАЛЛ [2].

Вся подобласть разбивается на N элементарных ячеек с постоянными свойствами. Процессы рассеяния и деления считаются изотропными. Функция потока нейтронов постоянна внутри ячейки и на участках непрерывности ее границы в пределах выделенного углового направления $[\Omega_p, \Omega_{p+1}]$, $p = 1, 2, \ldots, P$, где P — число направлений, представляющих угловую зависимость на границе ячейки [3], аналогично S_n-методу [4].

Для вывода расчетных формул метода рассмотрим кинетическое уравнение в выделенной подобласти для каждой энергетической группы (номер группы опущен, выражение для $Q(r)$ см. (3)):

$$\Omega\nabla\varphi(r, \Omega) + \Sigma_{tot}(r)\varphi(r, \Omega) = \frac{1}{4\pi}(\Sigma_s\Phi(r) + Q(r)). \quad (14)$$

Интегрируя уравнение (14) по объему каждой ячейки и всем направлениям, перейдя в первом слагаемом от объемного интеграла к поверхностному, получим с учетом угловой дискретизации

$$\oint_S dS \left[\sum_{p=1}^{P} \int_{\Delta\Omega_p} d\Omega_p(\Omega, n^+)\varphi(r_s, \Omega)\right] +$$

$$+ \Sigma_{tot} \int_{V_{яч}} dV \int_{4\pi} \varphi(r, \Omega)d\Omega = \int_{V_{яч}} dV(\Sigma_s\Phi(r) + Q(r)), \quad (15)$$

где S — поверхность ячейки; n^+ — вектор внешней нормали к S.

С учетом сделанных приближений интегралы по поверхности заменяются суммой и уравнение баланса нейтронов в ячейке имеет вид

$$\sum_j (J_j^- - J_j^+) = V_{яч}(Q - \Sigma_a\Phi(r)), \quad (16)$$

где $\Phi(r) = \int_{4\pi} \varphi(r, \Omega)d\Omega$ — скалярный поток; J_j^+, J_j^- — односторонние токи на j границе раздела:

$$J_j^+ = \sum_{p,\,(\Omega_p, n_j^+)<0} \int_{S_j} dS \int_{\Delta\Omega_p} d\Omega \,|\, (\Omega, n_j^+) \,|\, \varphi(r_s, \Omega) =$$

$$= \sum_{p=1}^{P} J_{j,p}^+, \quad (17)$$

$$J_j^- = \sum_{p,\,(\Omega_p, n_j^+)>0} \int_{S_j} dS \int_{\Delta\Omega_p} d\Omega \,|\, (\Omega, n_j^+) \,|\, \varphi(r_s, \Omega) =$$

$$= \sum_{p=1}^{P} J_{j,p}^-.$$

В первом слагаемом в левой части (16) стоит сумма по j границам раздела с соседними ячейками.

Связь между J^+ и J^- можно получить из уравнения баланса нейтронов вдоль луча с направлением Ω, пересекающего i-ю и j-ю части границы ячейки (рис. 3):

$$\varphi(r_j, \Omega) = \varphi(r_i, \Omega)\exp(-\Sigma_{tot}\,|\,r_j - r_i\,|) +$$

$$+ \frac{1}{4\pi_0} \int_0^{\xi_0} d\xi\,(\Sigma_s\Phi(r_j - \xi\Omega) + Q(r_j - \xi\Omega))\exp(-\Sigma_{tot}\xi). \quad (18)$$

Умножая (18) на (Ω, n_j^+) и интегрируя по $\Omega \in \Delta\Omega_p$ (таким, что $(\Omega, n_j^+) > 0$) и по поверхности S_j, получим

$$J_{j,p}^- = \int_{S_j} dS \int_{\Delta\Omega_p} d\Omega(\Omega, n_j^+)\varphi(r_j, \Omega) =$$

$$= \int_{S_j} dS \int_{\Delta\Omega_p} d\Omega(\Omega, n_j^+)\varphi(r_i, \Omega)\exp(-\Sigma_{tot}\xi_0) +$$

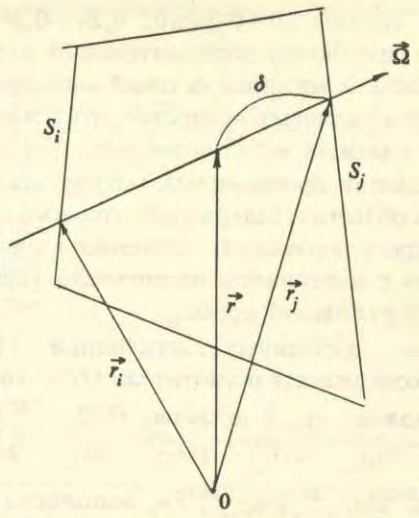


Рис. 3. Схема движения нейтрона по лучу

$$+ \frac{\Sigma_s\Phi + Q}{4\pi\Sigma_{tot}} \int_{S_j} dS \int_{\Delta\Omega_p} d\Omega(\Omega, n_j^+)(1 - \exp(-\Sigma_{tot}\xi_0), \quad (19)$$

где $\xi_0 = |\,r_i - r_j\,|$.

После ряда преобразований можно получить:

$$J_j^- = \sum_i \sum_p \sum_q \alpha_{ij}^{q\to p} J_{iq}^+ + \sum_p \beta_{jp}(\Sigma_s\Phi + Q). \quad (20)$$

Тогда из уравнения (16) можно получить выражение для скалярного потока в ячейке:

$$\Phi = \frac{Q(1 - \sum_j \sum_p \beta_{jp}) + \sum_j (J_j^+ - \sum_p \sum_i \sum_q \alpha_{ij}^{q\to p} J_{iq}^+)}{\Sigma_{tot} - \Sigma_s(1 - \sum_j \sum_p \beta_{jp})}, \quad (21)$$

где коэффициенты $\alpha_{ij}^{q\to p}$ — вероятность нейтрону, влетевшему в ячейку через i-ю границу в q-угловом направлении, пройти без столкновений до j-й и вылететь в p-м направлении; β_{jp} — вероятность нейтрону, изотропно родившемуся в объеме ячейки, покинуть ее без столкновений через j-ю границу в p-направлении.

Изложенный метод решения задачи переноса для областей, в которых отсутствуют источники нейтронов, упрощается, при этом в формулах (20), (21) следует Σ_{tot}, Σ_s и Q устремить к нулю. Для реакторов ВТГР такое приближение можно эффективно использовать при расчете полостей.

В ПС КРИСТАЛЛ реализован модуль расчета областей с цилиндрическими полостями.

КОНСТАНТНЫЙ МОДУЛЬ ПС КРИСТАЛЛ

Для проведения нейтронно-физических расчетов ВТГР в ПС КРИСТАЛЛ был адаптирован константный модуль программных комплексов ГОТАР, ГАВРОШ [5, 6] с некоторыми модификациями. Программа подготовки групповых констант в тепловой группе нейтронов изменена для более детальных расчетов. Введено в рассмотрение три тепловых энерге-

тических группы (0—0,24 эВ, 0,24—0,36 эВ, 0,36—2,15 эВ), разработан дополнительный программный модуль расчета матрицы сечений межгрупповых переходов для тепловых нейтронов, рассеяние рассматривается в модели «свободного газа» [7].

Разработан программный модуль для подготовки сечений в областях, содержащих сильный поглотитель (органы регулирования). Сечения взаимодействия нейтронов с материалом поглотителя усредняются в спектре окружающей среды.

Кроме указанных изменений, библиотека ГОТАР, содержащая поглотитель (I/v), гр. 1 шлаков, гр. 2 шлаков, гр. 3 шлаков, H_2O, ^{135}Xe, ^{149}Sm, ^{232}Th, ^{233}Pa, ^{233}U, ^{234}U, ^{235}U, ^{236}U, ^{238}U, ^{239}Pu, ^{240}Pu, ^{241}Pu, ^{242}Pu, дополнена изотопами ^{10}B, Si, Al, Fe, Ni, Cr, N, Ti, W.

Также допускается для любого материала задавать групповые сечения, подготовленные пользователем.

В настоящее время ведется работа по адаптации в ПС КРИСТАЛЛ других библиотек констант, основанных на существующих банках оцененных нейтронно-физических данных [8].

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ

Все отдельные физические модули (диффузионный, МВПС, PS_n) были оттестированы по результатам точных расчетов для простых геометрий, представленных в литературе [2, 9, 10]. Для проверки согласованной работы всех программных модулей в одном расчете был разработан тест расчета эффективности органов регулирования в реакторе типа ВГМ в двумерной R—φ-геометрии, представленной на рис. 4, *а*.

Таблица 1. Нейтронно-физические константы тестовой задачи

Константа	Активная зона	Отражатель	Сталь	B_4C	Вакуум
Σ_{a_1}	$2{,}1063\cdot10^{-3}$	$2{,}78\cdot10^{-3}$	$4{,}43\cdot10^{-3}$	0,24391	$5{,}054\cdot10^{-4}$
Σ_{a_2}	$2{,}06\cdot10^{-3}$	$1{,}49\cdot10^{-4}$	0,1446	19,674	$5{,}03\cdot10^{-4}$
D_1	1,52	1,010	0,3267	0,635	473
D_2	1,39	0,963	0,3232	$1{,}673\cdot10^{-2}$	382
Σ_{tot_1}	0,21929	0,33003	1,02043	0,5247	$7{,}04\cdot10^{-4}$
Σ_{tot_2}	0,23981	0,34614	1,3146	19,915	$8{,}73\cdot10^{-4}$
Σ_{s_1}	0,21718	0,32725	1,01600	0,2808	$2{,}01\cdot10^{-4}$
Σ_{s_2}	0,23775	0,34599	1,1700	0,2414	$3{,}24\cdot10^{-4}$
$\Sigma^{1\to2}$	$1{,}68\cdot10^{-3}$	$2{,}640\cdot10^{-3}$	$1{,}6620\cdot10^{-3}$	$2{,}511\cdot10^{-3}$	$2{,}4\cdot10^{-6}$
$\nu_f\Sigma_{f_1}$	$9{,}13\cdot10^{-5}$	0	0	0	0
$\nu_f\Sigma_{f_2}$	$2{,}87\cdot10^{-3}$	0	0	0	0

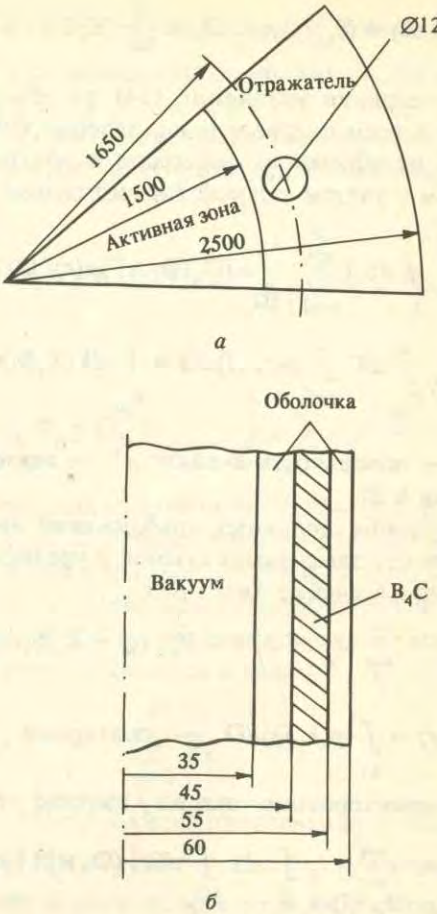


Рис. 4. Геометрия тестовой задачи для расчета эффективности органов регулирования (*а*) и геометрия стержня регулирования (*б*)

Цилиндрическая активная зона окружена графитовым отражателем, в котором на расстоянии 15 см от края активной зоны расположено 24 регулирующих стержня. Геометрия стержней представлена на рис. 4, *б*. В табл. 1 приведены двухгрупповые нейтронно-физические константы для данного теста. В качестве наиболее точных результатов рассматривались расчеты, проведенные с использованием программ, в которых реализован метод Монте-Карло [11, 12]. Расчеты по программе ММК-FK проведены А.А. Зиминым.

Результаты расчетов эффективности органов регулирования и значений $K_{эф}$ для каждого из состояний приведены в табл. 2. Хорошее согласие результатов и примерно в 50 раз меньшие затраты счетного времени по сравнению с расчетами Монте-Карло свидетельствуют об эффективности разрабатываемого подхода.

Следует иметь в виду, что данный тест относится только к оценке достоверности решения задачи пространственного переноса нейтронов. Для этого во всех расчетах использовались одни и те же нейтронно-физические константы.

Следующий этап тестирования касался комплексной проверки работы константного модуля ПС КРИСТАЛЛ совместно с модулями решения задачи переноса нейтронов. Эта работа включала сравнения расчетов с экспериментальными измерениями эффективности органов регулирования на критсборках ГРОГ и АСТРА [13, 14], предназначенных для изучения физики реакторов типа ВТГР.

Таблица 2. Расчетные значения величины $K_{эф}$ для тестовой задачи

Параметр	Программа			
	MMK-FK (360 тыс.ист.)	MCU (800 тыс.ист.)	КРИСТАЛЛ (МВПС)	КРИСТАЛЛ (PS_n)
$K_{эф}$ без стержней	1,012±0,002	1,0118±0,0013	1,0089	1,0096
$K_{эф}$ со стержнями	0,916±0,002	0,9168±0,0013	0,9173	0,9164
Эффективность стержней, %	10,2±0,3	10,3±0,2	9,9	10,1

Геометрия критсборки ГРОГ, топливных модулей активной зоны и стержней регулирования представлена на рис. 5, 6. Ядерные концентрации изотопов для топливных модулей приведены в табл. 3, для оболочки стержней регулирования — в табл. 4. Гомогенизированная плотность графита в активной зоне равна 1,69 г/см^3, в ближнем к активной зоне слое отражателя — 1,55 г/см^3, во внешнем слое отражателя — 1,16 г/см^3.

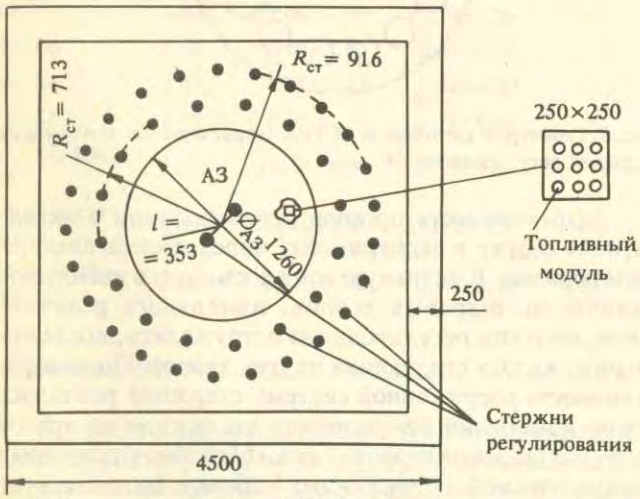


Рис. 5. Геометрия критсборки ГРОГ (размеры в миллиметрах)



Рис. 6. Геометрия топливного модуля и стержней регулирования

Таблица 3. Изотопный состав топливных элементов критстенда ГРОГ

Тип элемента	$\rho \cdot 10^{-24}$						
	C	^{235}U	^{238}U	O	F	Fe	Вест
УФИ	2,16×$\times 10^{-2}$	1,114×$\times 10^{-4}$	1,0026×$\times 10^{-2}$	2,228×$\times 10^{-3}$	4,23×$\times 10^{-2}$	1,35×$\times 10^{-4}$	0
Холостые УФИ	8,535×$\times 10^{-2}$	0	0	0	0	0	0
Борный элемент	2,22×$\times 10^{-2}$	0	0	0	4,44×$\times 10^{-2}$	0	5,58×$\times 10^{-4}$

Таблица 4. Изотопный состав оболочки регулирующего стержня

Элемент	Концентрация $\rho \cdot 10^{-24}$
C	$3{,}21 \cdot 10^{-4}$
Si	$1{,}373 \cdot 10^{-3}$
Mn	$1{,}315 \cdot 10^{-3}$
Cr	$1{,}668 \cdot 10^{-2}$
Ni	$8{,}169 \cdot 10^{-3}$
Ti	$7{,}029 \cdot 10^{-4}$
Fe	$5{,}939 \cdot 10^{-2}$

Измеренные и рассчитанные значения эффективности органов регулирования для двух сборок представлены в табл. 5. Сборка РС-2 отличается от сборки РС-2М большим диаметром активной зоны: эквивалентный диаметр активной зоны сборки РС-2 равен 156,2 см, число топливных модулей 276, для сборки РС-2М эти параметры составляют 126 см и 180 соответственно. В сборке РС-2 стержни регулирования расположены в один ряд на том же радиусе, что и внешний ряд стержней в сборке РС-2М. Высота активной зоны критсборок 345 см, верхний торцевой отражатель толщиной 60 см, нижний — 40 см.

Таблица 5. Эффективность органов регулирования на сборках РС-2 и РС-2М критстенда ГРОГ

Положение стержней	Эффективность стержней $\rho/\beta_{эф}$		Ошибка, %
	Эксперимент	Расчет	
	РС-2		
24 стержня ↓	11,5±0,5	13,1	14
2 стержня АЗ ↓	12,8±0,5	13,2	3
2 стержня АЗ ↓ + 24 стержня с 215 см*) ↓	18,4±0,8	20,7	12,5
	РС-2М		
24 стержня с 263 см*) ↓	4,5±0,5	5,34	18
4 ближних стержня ↓	13,5±0,5	13,7	1,5
24 дальних стержня ↓	13,7±0,5	11,36	−20
4 ближних стержня + 24 дальних ↓	18,8±0,8	20,2	7

*) Стержни опускаются с высоты 215 (263) см до низа активной зоны.

Экспериментальные значения эффективности стержней регулирования предоставлены авторам В.В. Парамоновым.

На критсборке АСТРА эксперименты по измерению эффективности органов регулирования проводились для двух компоновок активной зоны: «круглой» и «квадратной». Геометрия каждой из этих сборок представлена на рис. 7 и рис. 8, *а*. В отличие от экспериментов на критстенде ГРОГ активная зона на сборке АСТРА состояла из хаотической засыпки шаровых твэлов. Изотопный состав активных зон «круглой» и «квадратной» сборок одинаков и представлен в табл. 6, геометрия стержней регулирования — на рис. 8, *б*, состав поглотителя и оболочки стержня — в табл. 7.

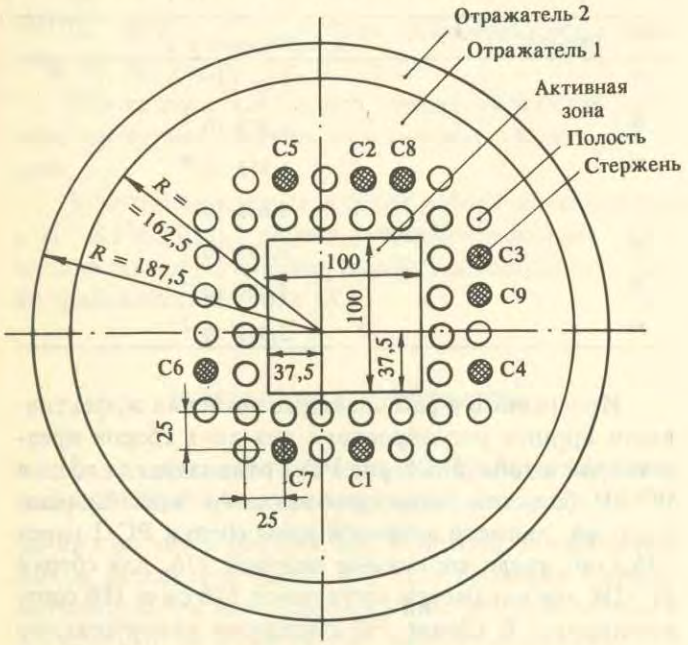


Рис. 7. Геометрия критсборки АСТРА («квадратная»)

Таблица 6. Изотопный состав активной зоны и отражателей критстенда АСТРА

Элемент сборки	$\rho \cdot 10^{-24}$				
	C	^{235}U	^{238}U	O	N
Активная зона	5,854× $\times 10^{-2}$	7,166× $\times 10^{-6}$	2,704× $\times 10^{-5}$	4,04× $\times 10^{-6}$	1,405× $\times 10^{-5}$
Отражатель 1	8,382× $\times 10^{-2}$	0	0	0	0
Отражатель 2	7,013× $\times 10^{-2}$	0	0	0	0
Отверстия		0	0	1,01× $\times 10^{-5}$	3,756× $\times 10^{-5}$

Таблица 7. Изотопный состав поглотителя и оболочки регулирующего стержня критстенда АСТРА

Элемент сборки	$\rho \cdot 10^{-24}$						
	^{10}B	^{11}B	C	Fe	Cr	Ni	Ti
Поглотитель B_4C	1,062× $\times 10^{-2}$	4,528× $\times 10^{-2}$	2,47× $\times 10^{-2}$	0	0	0	0
Оболочка стержня	0	0	5,00× $\times 10^{-4}$	5,9× $\times 10^{-2}$	1,51× $\times 10^{-2}$	8,38× $\times 10^{-3}$	8,4× $\times 10^{-4}$

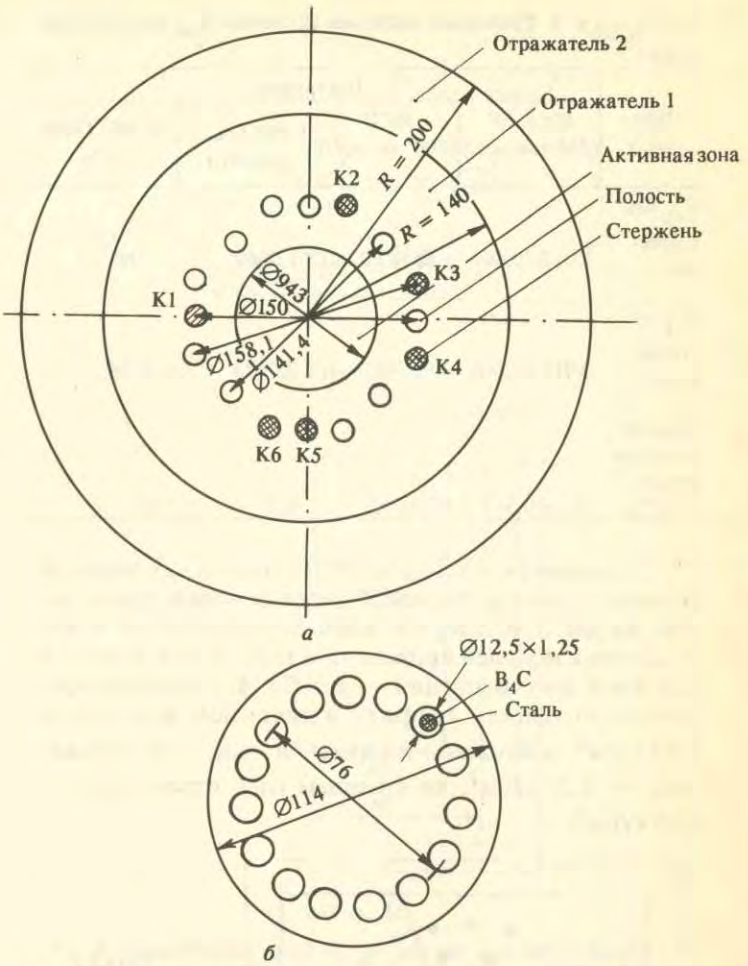


Рис. 8. Геометрия критсборки АСТРА («круглая») (*а*) и геометрия стержней регулирования (*б*)

Эффективность органов регулирования в «квадратной» сборке в эксперименте определялась следующим образом. В активную зону досыпалось небольшое количество шаровых твэлов, измерялась реактивность, стержни регулирования погружались, после чего догружалась следующая партия твэлов. Полная реактивность погруженной системы стержней равнялась сумме изменений реактивности на каждом из этапов догрузки шаровых твэлов. Таким образом, различному числу стержней, погруженных в сборку, соответствует и разная высота активной зоны, которая менялась от 250 до 417 см. Сравнение расчетных и экспериментальных значений эффективности органов регулирования представлено в табл. 8.

Таблица 8. Эффективность органов регулирования для «квадратной» сборки критстенда АСТРА

Погруженные стержни	Эффективность стержней $\rho/\beta_{эф}$		Ошибка, %
	Расчет	Эксперимент (±2%)	
C1	1,75	1,52	+13
C1, C2	2,68	2,84	+5
C2, C3	2,57	2,16	−18
C1—C3	4,26	4,20	−1,5
C1—C4	5,26	5,44	+3,5
C1—C5	6,27	6,39	+1,0
C1—C6	7,64	7,82	+2,2
C1—C9	9,78	9,88	+1,0

В «круглой» сборке эффективность органов регулирования определялась методом сброса стержней, а для одного состояния сборки — методом перекомпенсации, изложенным ранее. Сравнение расчетных и экспериментальных значений эффективности органов регулирования для «круглой» критсборки представлено в табл. 9. Следует отметить, что экспериментальные значения эффективности органов регулирования были скорректированы таким образом, чтобы учесть положение датчиков нейтронов (была введена расчетная поправка). В табл. 9 представлены как непосредственно экспериментальные результаты, так и скорректированные значения. Приведены относительные отклонения расчетных и скорректированных экспериментальных значений. Экспериментальные и скорректированные значения эффективности органов регулирования предоставлены авторам О.Н. Смирновым.

Таблица 9. Эффективность органов регулирования для «круглой» сборки критстенда АСТРА

Погруженные стержни	Эффективность стержней $\rho/\beta_{эф}$			Ошибка, %
	Расчет	Эксперимент		
		ИМ*)	ИМ + расч. поправка	
K1	2,10	2,46±0,13	2,33±0,18	−10
K2	1,70	2,11±0,12	1,89±0,15	−11
K1, K4	3,94	4,06±0,33	4,13±0,38	−5
K2, K6	3,52	5,20±0,40	3,85±0,45	−9
K3, K4	3,04	3,87±0,33	3,38±0,39	−11
K5, K6	2,85	3,24±0,18	2,79±0,26	+2
K1, K2, K4, K6	7,47	10,28±0,56	8,13±0,64	−9
K1 на месте (08 в)	0,186	0,176±0,01	0,173±0,01	+7
K1 на месте (10 е)	2,68	2,82±0,14	2,98±0,24	+11

*) Импульсный метод.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений эффективности органов регулирования показывает в целом достаточно хорошее согласие результатов. Расхождение расчетов и экспериментов не превышает 15%, за исключением отдельных случаев. Эти отклонения носят случайный характер, и, по нашему мнению, их нельзя однозначно интерпретировать как результат погрешности расчетов.

Измерения эффективности органов регулирования не позволяют избежать неоднозначностей в толковании результатов экспериментов, на которых сильно сказываются метод измерения и необходимость введения расчетных поправок.

Дальнейшее повышение и обоснование точности расчетов представляется целесообразным проводить при непосредственном сравнении результатов критэкспериментов, отличающихся различными конфигурациями сборок. В этом случае экспериментальная фиксация критического состояния будет иметь наименьшую погрешность. Такой подход потребует разработки трехмерных программ для проведения соответствующих расчетов. В этом направлении и сосредоточены основные усилия авторов в настоящее время.

Список литературы

1. Марчук Г.И., Лебедев В.Н. Численные методы в теории переноса нейтронов. — М.: Атомиздат, 1981.
2. Чибиняев А.В., Цибульский В.Ф. Балансный метод решения уравнения переноса нейтронов с дискретным представлением угловой зависимости потока нейтронов (PS_n-метод): Препринт ИАЭ-4988/4. — М., 1989.
3. Крючков Э.Ф., Тихомиров Г.В., Хромов В.В. Алгоритм численного решения уравнения переноса нейтронов в сложной геометрии. — В кн.: Физика и методы расчета ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
4. Басс Л.П. Конечно-разностные методы решения уравнения переноса в задачах со сложной геометрией: Препринт ИПМ № 14. — М., 1975.
5. Белоусов Н.И., Цибульский В.Ф. Расчет спектра тепловых нейтронов высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов. — В кн.: Физика ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1978, вып. 7, с. 54.
6. Савандер В.И., Сарычев В.А., Цибульский В.Ф. Методика расчета стационарного режима работы ВТГР с засыпной активной зоной. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1984, вып. 8(45).
7. Белл Д., Глестонн С. Теория ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1974.
8. Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Нейтронно-физические константы в расчетах реакторов на тепловых нейтронах. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
9. Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов/Под ред. Я.В. Шевелева. — М.: Атомиздат, 1974.
10. Слесарев И.С., Сироткин А.М. Вариационно-разностные схемы в теории переноса нейтронов. — М.: Атомиздат, 1978.
11. Лиман Г.Ф., Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Пакет программ для решения методом Монте-Карло задач переноса излучения в реакторах. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 27.
12. Франк-Каменецкий А.Д. Геометрический модуль расчетов методом Монте-Карло: Препринт ИАЭ-2416. — М., 1974.
13. Аникина Л.А., Бакулин С.В., Парамонов В.В. и др. Результаты исследований на методических критических сборках стенда ГРОГ. — ВАНТ. Сер. Атомно-водородная энергетика и технология, 1983, вып. 3(16), с. 41—42.
14. Глушков Е.С., Зимин А.А., Компаниец В.Г. и др. Результаты исследований на критическом стенде АСТРА. — ВАНТ. Сер. Атомно-водородная энергетика и технология, 1983, вып. 3(16), с. 38—40.

Статья поступила в редакцию
25 мая 1990 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 30—37.

УДК 621.039.5

ОПТИМИЗАЦИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАГРУЗКИ РЕАКТОРА

А.В. Кобяк, А.А. Кашутин, В.В. Хромов
Московский инженерно-физический институт, 115409, Москва
В.И. Матвеев, В.А. Черный,
Физико-энергетический институт, 249020, Обнинск

Дана общая характеристика программы ГЕКС-ОПТ, предназначенной для решения задач оптимизации картограмм загрузки реактора с целочисленными управляющими параметрами (размещение гексагональных сборок). Приведены результаты оптимизационных исследований, иллюстрирующие возможности и эффективность программы.

OPIMIZATION OF THE REACTOR FUEL LOADING PHYSICAL CHARACTERISTICS. A.V. KOBIAK, A.A. KASHUTIN, V.V. KHROMOV, V.I. MATVEEV, V.A. CHERNY. The general description of the code ГЕКС-ОПТ is presented. The code is developed for solving the task of reactor fuel loading cartogrammes optimization with integer control parameters. Integer control parameters are related with the location of hexagonal assemblies. Presented results of test optimization calculations illustrate the abilities and efficiency of code.

При выборе компоновки активной зоны быстрого энергетического реактора возникает ряд оптимизационных задач, наиболее типичными из которых являются задачи, связанные с размещением зон разного обогащения (или состава) и размещением органов СУЗ.

В существующей расчетной практике для этих целей используются, как правило, двумерные $(r—z)$-модели. Последующие, более точные, расчеты в двумерной или трехмерной геометрии приводят к заметным корректировкам оптимальных вариантов, что определяется достаточно выраженной гетерогенностью активной зоны (на уровне ТВС и органов СУЗ). В этой связи развитие методов и программ оптимизации активных зон на дискретном уровне представляется актуальным и перспективным направлением в расчетно-теоретической области физики быстрых энергетических реакторов.

Примером программы, разработанной для указанных целей, является комплекс ГЕКС-ОПТ [1], позволяющий осуществлять оптимальное размещение в активной зоне заданного набора ТВС, включая органы СУЗ.

Этот комплекс, предназначенный для расчета оптимальных картограмм загрузки реактора и прошедший разностороннее предварительное тестирование [2], в настоящее время находится в пробной эксплуатации. Его цель — всесторонняя проверка и совершенствование вычислительного процесса, накопление и обогащение опыта решения оптимизационных реакторных задач с дискретным управлением, уточнение формулировок этих задач и т.п. Уже сейчас накоплен достаточно большой опыт расчетной оптимизации. Часть его, относящаяся к апробации и всесторонней проверке алгоритма на полномасштабных задачах, обсуждается ниже.

В статье приведены результаты расчета задач с поддающимся физической интерпретации решением. Достаточно четкую трактовку решения, как понятно, можно было обеспечить лишь за счет некоторой искусственности формулировок этих задач. Несмотря на это, и задачи,и их решения позволяют в дополнение к основной цели статьи наглядно продемонстрировать возможности комплекса как эффективного инструмента для поисковых исследований. Как нетрудно убедиться, незначительная корректировка формулировок позволяет превратить рассмотренные иллюстрационные задачи в практически значимые.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ И КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КОМПЛЕКСА

Комплекс программ ГЕКС-ОПТ позволяет размещать оптимальным образом в реакторе заданный набор топливных сборок и органов СУЗ.

Геометрическая модель активной зоны в радиальном направлении (в плане) представляет близкую к шестиугольнику фигуру, образованную гексагональными ячейками. В этих ячейках в том или ином нужном порядке размещаются топливные и компенсаторные сборки. Нейтронно-физический расчет характеристик картограмм загрузки проводится в малогрупповом диффузионном приближении с библиотекой пространственно-зависимых микроконстант. Расчет радиального распределения нейтронов в энергетических группах производится методом сеток (один узел сетки на ячейку активной зоны). Расчет в аксиальном направлении не осуществляется, а распределение нейтронов по высоте активной зоны учитывается соответствующими значениями лапласианов.

Общая формулировка задачи оптимизации коротко сводится к следующему. Найти схему расстановки сборок в реакторе, для которой заданная характеристика (показатель качества) достигает экстремальной величины и при этом выполняются ограничения, наложенные на значения других заданных характеристик (условия нормального функционирования). В качестве характеристик рассматриваются различные функционалы нейтронного и нуклидного полей.

ВЫРАВНИВАНИЕ ПРОФИЛЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЙ НА ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Две области образованы из 817 гексагональных ячеек (рис. 1). Периферийная область (экран) заполнена сборками известного состава. Схема ее загрузки не оптимизируется. Внутренняя область (из 217 ячеек) заполняется сборками, отличающимися обогащением топлива. Критерий оптимальности — максимальное выравнивание энерговыделения в этой области:

$$\min\{F_0 = \frac{1}{\bar{q}^2 V_{аз}} \int_{V_{аз}} d\vec{r}(q(\vec{r}) - \bar{q})^2\}.$$

Здесь $q(\vec{r}) = \Sigma_f(\vec{r})\varphi(\vec{r})$ и $\bar{q} = \frac{1}{V_{аз}} \int_{V_{аз}} d\vec{r} q(\vec{r})$ — радиальное распределение энерговыделения и его среднее значение в области профилирования соответственно; $\varphi(\vec{r})$ — плотность потока нейтронов; $\Sigma_f(\vec{r})$ — макроскопическое сечение деления; $V_{аз}$ — объем внутренней области.

Физические характеристики картограммы загрузки в ограничение задачи оптимизации не включались. По условиям задачи картограмма загрузки должна иметь 60-градусную симметрию.

Рассмотрено несколько расчетных вариантов задачи, отличающихся обогащением размещаемых топливных сборок:

вариант А — сборки 17 и 19%-ного обогащения топлива;

вариант Б — сборки 17 и 26%-ного обогащения топлива;

вариант В — сборки 17, 21 и 26%-ного обогащения топлива;

вариант Г — сборки 17 и 40%-ного обогащения топлива.

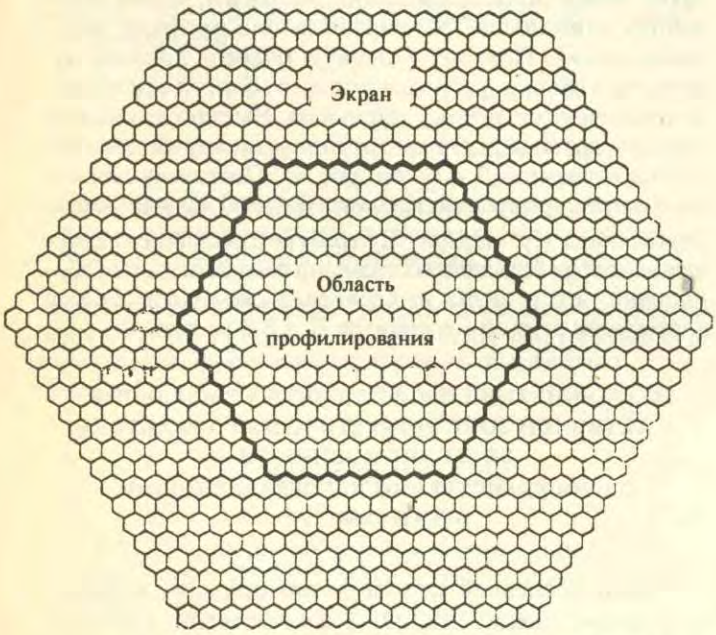


Рис. 1. Схема области профилирования энерговыделения

На рис. 2 приведены схемы оптимальных картограмм загрузки области профилирования для расчетных вариантов А, Б, В. В целом они соответствуют общим принципам радиального профилирования энерговыделения в активной зоне реактора. Действительно, в области профилирования сформированы физические зоны различного обогащения, имеющие квазикольцевую структуру. На периферии области профилирования располагается зона большого обогащения топлива (ЗБО), в центре — зона малого обогащения, между ними (при выравнивании тремя типами сборок) — зона среднего обогащения. При профилировании двумя типами сборок с ростом скачка обогащения толщина ЗБО в радиальном направлении уменьшается (см. варианты А и Б на рис. 2). Переход на профилирование тремя типами сборок позволяет повысить качество выравнивания:

для варианта Б — $F_0 = 0{,}014$;

для варианта В — $F_0 = 0{,}009$.

Отдельно отметим оригинальный способ выравнивания энерговыделения, полученный в варианте Г (рис. 3). Скачок обогащения топлива здесь настолько велик (17 и 40%), что топливная сборка малого обогащения оказывается по существу поглотителем нейтронов (в смысле соотношения скоростей соответствующих нейтронно-физических процессов в сборках). Большое количественное различие в обогащении сборок приводит к качественно новой (по отношению к предшествующим расчетным вариантам) структуре области профилирования. Она приобретает ярко выраженную гетерогенность. Понятно, что на геометрическую форму гетерогенных зон существенно влияют условия конкретной задачи. В данном случае она носит лучевой характер и, очевидно, в первую очередь определяется требованием 60-градусной симметрии картограммы загрузки.

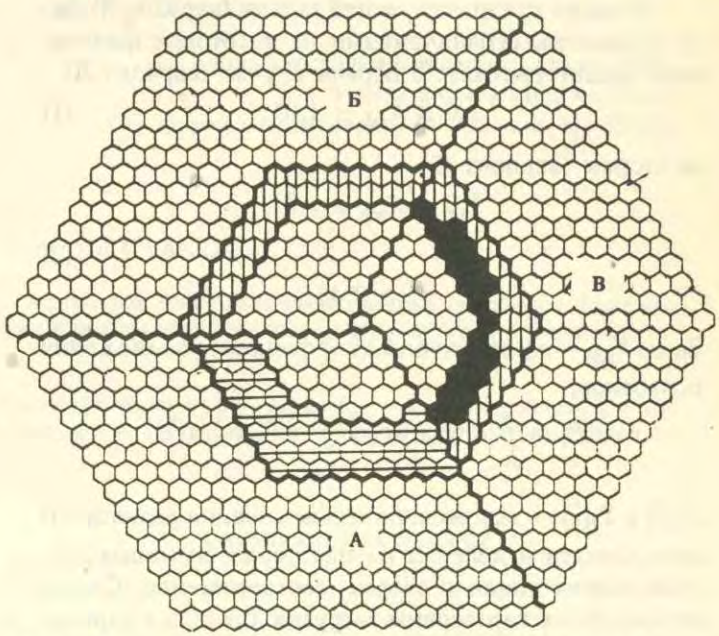


Рис. 2. Схемы оптимальных картограмм загрузки области профилирования для расчетных вариантов А ($F_0 = 0{,}076$), Б ($F_0 = 0{,}014$) и В ($F_0 = 0{,}009$). ⬡, ⊖, ⬢, ⌀ — сборки с 17, 19, 21 и 26%-ным обогащением соответственно

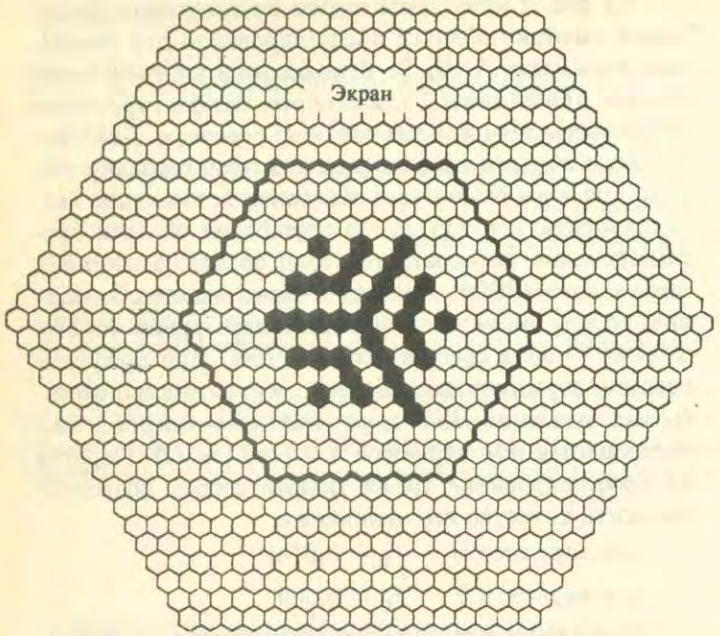


Рис. 3. Схема оптимальной картограммы загрузки области профилирования для расчетного варианта Г (F_0 = 0,080). ⬡ , ⬢ — сборки с 17 и 40%-ным обогащением соответственно

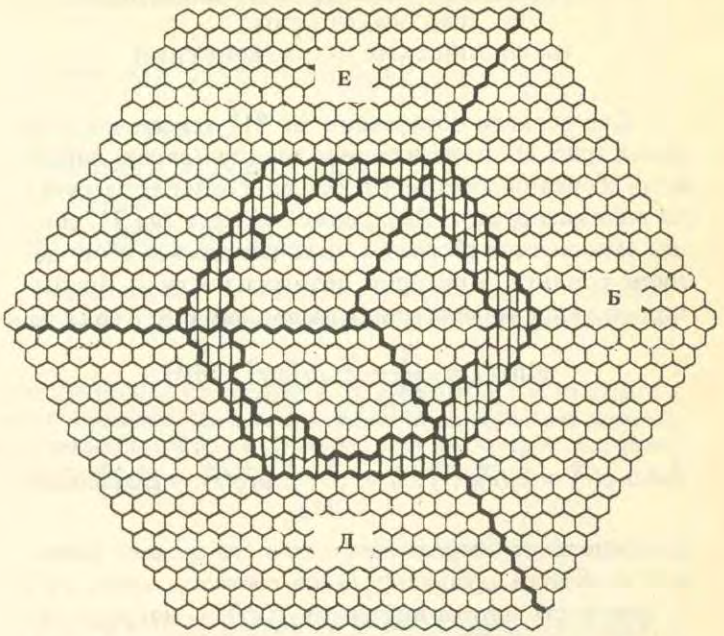


Рис. 4. Схемы оптимальных картограмм загрузки зоны профилирования для расчетных вариантов Б, Д и Е. ⬡ , ◫ — сборки с 17 и 26%-ным обогащением соответственно

В заключение для оценки качества выравнивания энерговыделения в вариантах А,Б,В и Г укажем значение оптимизируемого функционала в случае заполнения области профилирования только сборками 17%-ного обогащения: $F_0 = 0{,}135$.

ВЫРАВНИВАНИЕ ПРОФИЛЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ПРИ ОГРАНИЧЕНИЯХ НА ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Условия предшествующей задачи (вариант Б) были дополнены ограничениями на некоторые физические характеристики. В первом случае (вариант Д)

$$1{,}0 \le K_{эф} \le 1{,}01, \qquad (1)$$

во втором (вариант Е)

$$1{,}0 \le K_{эф} \le 1{,}01,$$

$$F_1 \ge 0{,}43. \qquad (2)$$

Здесь $K_{эф}$ — эффективный коэффициент размножения нейтронов;

$$F_1 = \int\limits_{V_{аз}} d\vec{r}\,\Sigma_c(\vec{r})\varphi(\vec{r}) \Big/ \int\limits_{V_{аз}} d\vec{r}\,\Sigma_f(\vec{r})\varphi(\vec{r}),$$

$\Sigma_c(\vec{r})$ и $\Sigma_f(\vec{r})$ — макроскопические сечения радиационного захвата и деления на некоторых нуклидах, составляющих топливо сборок, соответственно. Схемы оптимальных картограмм загрузки для обоих вариантов приведены на рис. 4, а соответствующие им значения физических характеристик — в таблице. Здесь же для сравнения приведена схема картограммы загрузки и ее характеристика для расчетного варианта Б предшествующей задачи.

Характеристики оптимальных картограмм загрузки

Характеристика	Вариант		
	Б	Д	Е
F_0	0,0140	0,0176	0,0181
$K_{эф}$	1,0204	1,0084	1,0058
F_1	0,4092	0,4268	0,4307

В случае безусловной оптимизации (вариант Б) $K_{эф} > 1{,}01$. Поэтому наложение ограничения (1) для варианта Д приводит к замещению части сборок большого обогащения в оптимальной картограмме загрузки варианта Б сборками малого обогащения. Количество таких замен должно быть минимальным, чтобы обеспечить наименьшее развыравнивание профиля энерговыделения. Поэтому в первую очередь должны замещаться сборки, расположенные в области с наибольшей плотностью потока нейтронов. Именно это можно увидеть, сравнивая схемы оптимальных картограмм загрузки вариантов Д и Б (см. рис. 4). Поскольку для оптимальной картограммы варианта Д $F_1 < 0{,}43$, наложение ограничения (2) (вариант Е) требует дальнейшего замещения сборок большого обогащения сборками малого обогащения, что и видно из сравнения схем оптимальных картограмм загрузки вариантов Д и Е (см. рис. 4).

ВЫРАВНИВАНИЕ ПРОФИЛЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РЕАКТОРА БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ С ПРОСТРАНСТВЕННО-РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ОРГАНАМИ СУЗ

Цель последней задачи — иллюстрации возможностей комплекса ГЕКС-ОПТ и качественных особенностей получаемых с его помощью картограмм загрузки.

В области профилирования жестко размещена система СУЗ (рис. 5). Профилирование осуществляется двумя типами сборок, отличающимися обогащением топлива. Критерий оптимальности тот же, что и в предшествующих задачах. На рис. 5 (вариант А) приведена схема картограммы загрузки, найденная вариантными расчетами на основе традиционных принципов кольцевого профилирования (F_0 = 0,0889), а на рис. 5 (вариант Б) — с помощью комплекса ГЕКС-ОПТ (F_0 = 0,0816). Последняя картограмма загрузки имеет ярко выраженный гетерогенный характер. Гетерогенные зоны обеспечивают подпор энерговыделения в области размещения органов СУЗ. Однако определение их конфигурации вариантными расчетами связано с колоссальным объемом вычислений и практически оказывается неосуществимым. Качество профилирования с помощью комплекса ГЕКС-ОПТ можно оценить, сравнивая значения радиального коэффициента неравномерности энерговыделения в области профилирования: для варианта А K_r = 1,387, для варианта Б K_r = 1,307.

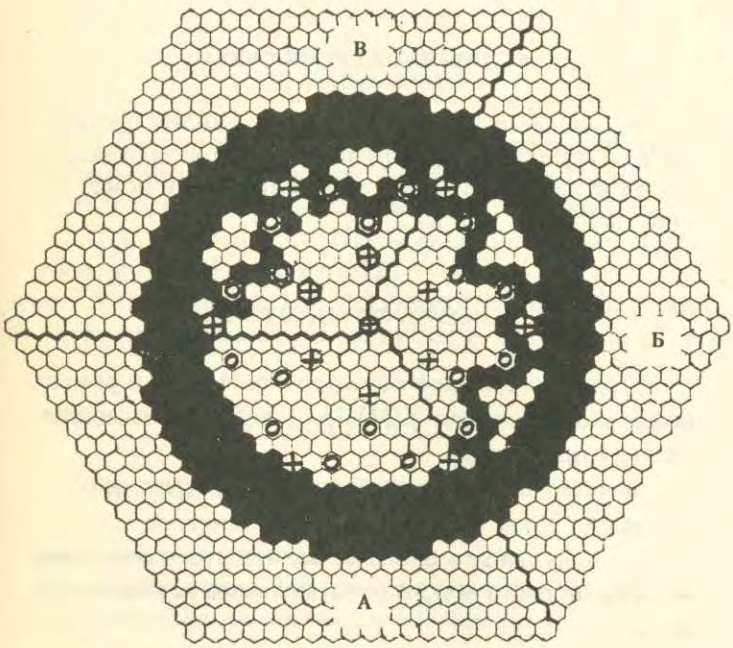


Рис. 5. Схемы картограмм загрузки активной зоны энергетического реактора с пространственно распределенными органами СУЗ: ⬡, ⬢ — сборки малого и большого обогащения соответственно; ⊕ — сборка с борным поглотителем, ⬡ — ячейка с теплоносителем

В общем случае профилирование энерговыделения по критерию F_0 не обеспечивает минимум общепринятого в реакторных расчетах критерия K_r. Для данной задачи в ходе расчетов была найдена картограмма загрузки (см. рис. 5 вариант В) с лучшим значением K_r = 1,290 (F_0 = 0,0817), но близким к значению оптимальной картограммы по критерию F_0: K_r = 1,307 (F_0 = 0,0816).

В заключение следует отметить, что комплекс программ ГЕКС-ОПТ не гарантирует нахождение оптимальной картограммы загрузки, но дает возможность получения улучшенной (по сравнению с исходной) картограммы.

Список литературы

1. Кашутин А.А., Кобяк А.В., Хромов В.В. и др. Метод последовательной линеаризации в задаче оптимизации загрузки и перегрузки топлива реактора с гексагональными сборками. — В кн.: Нейтронно-физические проблемы воспроизводства топлива в ядерной энергетике. — М.: ЦНИИатоминформ, 1987, с. 66—68.
2. Кашутин А.А., Кобяк А.В., Хромов В.В. и др. Расчет картограммы загрузки быстрого реактора методом последовательной линеаризации. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1989, вып. 2, с. 13—16.

Статья поступила в редакцию 7 августа 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 38—41.

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ СТАКС-4

Кратко описана программа моделирования и оптимизации управления реактором ВВЭР-1000 при ксеноновых переходных процессах. Программа позволяет моделировать эксперименты, сопоставлять расчетные и экспериментальные поля энерговыделения, адаптировать параметры расчетной модели и оптимизировать управление.

CODE СТАКС-4 ABSTRACT. The code for simulation and optimization of nuclear reactor VVER-1000 control under xenon transients is briefly described. The code provides off-line simulation of experimental data, comparison of experimental and calculated power distribution, adaptation the parameters of calculation model and reactor control optimization.

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

СТАКС-4. Моделирование и оптимизация управления реактором ВВЭР-1000 при ксеноновых переходных процессах.

2. ЭВМ

ЭВМ серии ЕС.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Программа позволяет решать совокупность задач, связанных с исследованием ксеноновых переходных процессов в реакторе ВВЭР-1000. Решение каждой из задач реализовано в виде самостоятельного режима работы программы:

— обработка экспериментальных данных, формирование графиков изменения параметров реакторной установки, относительных показаний детекторов внутриреакторного контроля;

— сопоставление расчетных и экспериментальных показаний детекторов;

— адаптация параметров расчетной модели, позволяющая определять поправки к размножающим свойствам, обеспечивающие минимум квадратичного функционала отклонения расчетных и экспериментальных показаний детекторов;

— моделирование произвольных графиков изменения мощности реактора с различными алгоритмами перемещения групп органов регулирования, задаваемых пользователем;

— оптимизация управления полем энерговыделения, позволяющая определять последовательность управляющих воздействий на каждом временном шаге переходного процесса, минимизирующую квадратичный функционал отклонения текущего поля энерговыделения от заданного при выполнении заданных технологических ограничений.

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Моделирование ксеноновых переходных процессов осуществляется по трехмерной диффузионной модели реактора ВВЭР, разработанной в РНЦ КИ для программы БИПР-7 [1].

Сглаживание экспериментальных данных для последующего расчетного моделирования осуществляется путем аппроксимации данных кусочно-постоянными функциями.

Задача адаптации параметров расчетной модели по экспериментальным данным решается при моделировании переходного процесса в моменты времени, в которых имеются показания детекторов внутриреакторного контроля. Поиск значений адаптирующих коэффициентов, минимизирующих квадратичный функционал отклонения расчетных показаний детекторов от экспериментальных, осуществляется с использованием метода последовательной линеаризации в пространстве управляющих воздействий [2, 3].

Решение задачи оптимизации управления полем энерговыделения сводится к последовательности задач нелинейного программирования, решаемых на каждом временном шаге переходного процесса. Решение задачи заключается в поиске положений групп органов регулирования, концентрации борной кислоты в теплоносителе и уровня мощности реактора, обеспечивающих близость поля энерговыделения, характеризуемого аксиальным офсетом, к заданному при выполнении ограничений на управляющие воздействия и коэффициенты неравномерности энерговыделения. Для решения данной задачи нелинейного программирования с ограничениями на управляющие воздействия и функционалы состояния применена идеология метода штрафных функций [2]. Поиск управляющих воздействий, минимизирующих квадратичный функционал, осуществляется путем покоординатного спуска в пространстве управлений [2].

5. ОГРАНИЧЕНИЯ ЗАДАЧИ

Число состояний при аппроксимации экспериментальных данных не более 200. Число расчетных точек по высоте активной зоны не более 50. Число сортов топлива по обогащению не более 20. Число групп органов регулирования не более 20, при оптимизации управления не более 2. При адаптации параметров модели число адаптирующих коэффициентов, в том числе различающихся и по сортам топлива, не более 20.

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Время счета зависит от режима работы программы и заданного расчетного варианта. При проведении расчетов на ЭВМ ЕС-1055 требуемое время может изменяться от 10 мин до 3 ч.

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

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

К числу основных особенностей программы относятся:

— модульность программы, что позволяет легко модифицировать ее и дополнять новыми режимами работы;

— гибкость в выборе параметров для проведения адаптации параметров используемой расчетной модели;

— простота и удобство в формировании алгоритмов движения групп органов регулирования при моделировании различных графиков изменения мощности;

— возможность учета любых положений групп органов регулирования, в том числе и не совпадающих с границами расчетных объемов без увеличения числа расчетных точек;

— возможность проведения расчетов в любом секторе симметрии;

— возможность проведения расчетов с прерываниями и сохранением промежуточной информации на магнитных носителях;

— унификация ввода данных в программу, позволяющая при проведении конкретных расчетов вводить изменения только к стандартным значениям переменных;

— наглядность представления расчетных результатов;

— диалоговый режим формирования данных для расчетов с использованием управляющих панелей программы.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ ПРОГРАММЫ

Трехмерный пространственный расчет осуществляется с использованием модифицированного программного модуля CRIT, в котором реализован алгоритм расчета, аналогичный алгоритму программы БИПР-7. Нейтронно-физические константы получены по программам КАССЕТА и ОКА.

9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа отлажена и находится в производственной эксплуатации во ВНИИАЭС НПО «Энергия». Программа включена в ОФАП-ЯР и аттестована Госатомнадзором.

10. ССЫЛКИ

1.Петрунин Д.М., Семенов В.Н. Трехмерные программы-имитаторы работы ВВЭР. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 9.

2.Федоренко Р.П. Приближенные методы оптимизации. — М.: Наука, 1979.

3.Пшеничный Б.Н., Данилин Ю.М. Численные методы в экстремальных задачах. — М.: Наука, 1975.

11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Программа использует:

— оперативную память от 500 до 1300 кбайт в зависимости от режима работы,

— алфавитно-цифровое печатающее устройство, максимальная длина записи 132 байта.

12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

FORTRAN-4, отдельные подпрограммы написаны с использованием языка FORTRAN-77, REXX.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

СВМ ЕС.

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Программа автономна и в процессе работы не обращается к общественным библиотекам. Объем программы составляет около 13000 записей длиной 80 байт.

15. АВТОР И МЕСТО ЕГО РАБОТЫ

Спиркин Е.И. — ВНИИАЭС НПО «Энергия».

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Исходные и загрузочные файлы программы, текст инструкции для пользователя программы, файлы нейтронно-физических характеристик и экспериментальных данных, обеспечивающие решение типичных задач, тестовые задачи, содержащиеся на магнитной ленте, а также отчет с описанием алгоритма программы.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

F.

Статья поступила в редакцию 7 августа 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 41—43.

УДК 621.039.5

АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ CAES-R

Представлена характеристика программы CAES-R, предназначенной для количественного анализа термомеханических и теплофизических параметров, определяющих безопасную работоспособность твэлов энергетических реакторов в базовых условиях облучения, при повышенных выгораниях и в режиме маневрирования мощностью.

1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

CAES-R: анализ теплофизических и термомеханических параметров твэлов энергетических реакторов в базовых режимах облучения при повышенных выгораниях и в режиме маневрирования мощностью.

ISN 621.039.5

CODE CAES-R ABSTRACT

General description of the computer code CAES-R intended for quantitative analysis of thermomechanical and thermophysical parameters influencing on safety exploitation of fuel rods under steady-state and ramp conditions are presented.

1. PROGRAM NAME

CAES-R: a computer code for the analysis of fuel rod behavior under steady-state, ramp and extended burnup conditions.

2. ЭВМ

ПЭВМ PC/AT 286/287 или PC/AT 386/387 с монитором EGA или VGA.

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пакет CAES-R объединяет комплекс программ, моделирующих работу твэла и осуществляющих оценку его дальнейшей работоспособности во всех базовых режимах эксплуатации, включая режимы с увеличенным числом кампаний и в режиме маневрирования мощностью.

CAES-R рассчитывает и анализирует следующие основные процессы и параметры твэлов:

— распределение температурных полей в канале теплоносителя, в оболочке, газовом зазоре и в топливном сердечнике твэла;

— радиальные, окружные и контактные напряжения в оболочке;

— вероятность разгерметизации оболочки вследствие взаимодействия с топливным сердечником;

— выделение и последующую абсорбцию технологических газов;

— изменение стехиометрии диоксида урана или смешанного топлива в процессе облучения и влияние этих факторов на кинетику внутритвэльных процессов;

— динамику изменения геометрической ширины и теплового сопротивления зазора между топливом и оболочкой;

— кинетику развития несоосности топлива и оболочки вследствие фрагментации топливного сердечника, его распухания, структурных изменений и других процессов;

— кинетику радиационного роста и ползучести оболочки;

— кинетику радиационного уплотнения (доспекания), газового и твердого распухания, растрескивания, развития фрагментации и переформирования структуры топлива;

— кинетику зарастания исходного центрального отверстия в таблетках (применительно к твэлам типа ВВЭР) и его вторичного развития при формировании в топливе макрозон со столбчатой структурой зерен;

— кинетику выхода в свободный объем твэлов газообразных продуктов деления;

— накопление и выход под оболочку химически активных летучих продуктов деления (Cs, I, Te, Ba и др.);

— накопление и перераспределение в топливе плутония и его влияние на энерговыделение и другие процессы;

— кинетику развития на поверхности оболочки окисной пленки и ее влияние на тепловой режим твэла;

— развитие в топливном сердечнике каналов стока газообразных продуктов деления, включая анализ эффектов, обусловленных формированием открытой удельной поверхности и аккумулированием продуктов деления в системах открытых и закрытых пор.

4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

В алгоритме программы CAES-R использована следующая расчетная схема твэла:

2. COMPUTER

The CAES-R code is presently programmed and running on the personal computer PC/AT 286/287 and PC/AT 386/387 with EGA and VGA adapters.

3. DESCRIPTION OF PROGRAM FUNCTION

The major functions and purposes of the CAES-R code are limited the following field of fuel rod behavior predictions:

— fuel rod temperature profiles by including temperature distributions across coolant, cladding, cladding-pellet gas gap and fuel pellets;

— hoop, axial and radial stress in cladding;

— fuel-cladding failure analysis;

— fuel rod internal gas pressure and fission gas and volatile release to the free rod volume;

— cladding and fuel pellet nonlinear deformation due to such processes and effects as pellet-cladding interaction, thermal expansion, creep and radiation-induced cladding growth, fuel densification, gas/solid swelling, grains growth and restructuring resulting columnar grain zones formation, etc;

— fuel gap performance and properties under burnup extension irradiation and in particular these are fission gas release kinetics and forming axial zones with extended reliability of cladding collaps or fuel melting resulting high level stored fuel energy.

4. METHODS OF SOLUTION

The fuel rod temperature distribution calculation involves models which yield film, crud, and cladding oxide temperature drop, fuel-cladding temperature drop, coolant temperature, cladding temperature the dioxide fuel temperature profiles. The fuel rod surface temperature is calculated by first finding the coolant temperature and after them summing the temperature drops due to film and crud. Fuel to cladding temperature drop calculation is based on a cracked pellet geometry and relevanted modified Ross and Stout model. The fuel pellet temperature distribution is calculated using nonuniform heat generation profile with parabolic approximation so named self-shielding effects.

The CAES-R code calculations begin with bulk coolant temperature axial distribution determination. After then, for each given axial segment of the fuel rod, the cladding outside surface temperature is calculated by the Jans—Lottes correlation or Dittus—Boelter equation in depending on boiling takes place or not. The cladding oxide thickness is calculated as a function of the cladding-to-fuel interface temperature and proportional to time at this temperature and also dependent on cladding material and real inreactor irradiation conditions. The temperature drop across the cladding is calculated as a function of power rating and cladding dimensions. The gap conductivity and gap temperature drop are computed by taking into consideration the partial compositions and pressure of the gas mixture at the gap, the fuel-cladding roughness heights, thermal

1. Конструкция твэла рассматривается состоящей из определенного задаваемого пользователем числа сложно-составных аксиальных зон. В отдельную зону выделен компенсационный объем твэла.

2. В каждую такую аксиальную зону включено пять физически разнородных цилиндрически симметричных слоев (радиальных макрозон):

— слой теплоносителя;

— оболочка твэла;

— зазор между топливом и оболочкой;

— топливный сердечник твэла;

— область центрального отверстия топливного сердечника.

3. В каждой радиальной макрозоне делается более подробное разбиение, необходимое для учета локальных неоднородных распределений физических параметров твэла. Степень подробности разбиения зон на локальные слои задается пользователем.

Расчеты радиального распределения температуры в твэле проводятся для центрального сечения в каждой аксиальной макрозоне твэла. Первоначально определяется профиль температурного распределения от теплоносителя к внешней поверхности оболочки твэла. При этом используются модели, рассчитывающие локальные значения тепловой линейной мощности, режим теплосъема и свойства теплоносителя. Комплекс этих моделей объединен в отдельный модуль.

По известным значениям поверхностной температуры и локальной тепловой мощности рассчитывается распределение температуры в оболочке твэла. Этот расчет выполняется при следующих приближениях:

— не учитываются возможные аксиальные и окружные перетечки тепловой энергии;

— принято, что на рассматриваемом временном интервале условия облучения не меняются.

Расчет перепада температур в зазоре осуществляет программа, в которой реализована авторская модификация модели тепловой проводимости зазора Росса и Стаута [1].

Учитывается, что при открытом зазоре определенная часть поверхности топливных таблеток находится в контакте с оболочкой твэла, причем в местах контакта взаимодействие носит упругий характер.

При расчете проводимости зазора принято, что в твэлах имеет место несоосность топлива и оболочки, что эффективно влияет на величину проводимости. Несоосность в необлученных твэлах является случайно распределенной величиной, но под облучением в реакторных условиях меняет свой характер на динамический. Этот эффект помимо влияния исходной овальности оболочки твэла и топливных таблеток обусловлен процессами азимутально-неравномерного растрескивания и развития кинетической фрагментации сердечника твэла. Обычно в топливных таблетках после выгорания 5—10 МВт·сут/кг U имеется 10—15 радиальных трещин, расширяющихся от центра к краю сердечника. Их азимутальное распределение носит случайный, но неравномерный характер. При появлении и развитии таких трещин в топливном сер-

accommodation effects and real character of fuel-cladding interaction.

The radial temperature distribution profile across the fuel pellet radius is calculated for the set of radial rigs by the integrative methods dependent on fuel thermal conductivity which is a function of local temperature, porosity, fuel structure, cracks healing and fuel pellet surface relocation effects. Nonuniform and burnup dependent radial distribution heat generation across the pellet radius are considered.

The fuel surface temperature is calculated by first finding the coolant temperature and summing the temperature drop due to film and crud. This drop models is traditional for many codes. But the CAES-R code contains modified original version of Ross—Stoute [1] model for gas gap temperature drop calculation:

— both plastic and elastic deformation occur at the fuel and cladding contact points when the gap is closed;

— hot gap size due to cracking fuel and power rises is not an additive sum of phenomenons which take part in the diametral change of pellet such as swelling, densification, thermal expansion, cracking jump, fuel fragmentation and fragment relocation etc.

CAES-R code includes the model for the gap conductance value calculation which was developed in [2].

As was mentioned above cracking and relocation behavior of nuclear fuel pellets during steady-state and especially during rise to power have got a very important influence on the gap size.

The concrete values all the models' parameters was obtained from experiments with instrumented fuel rods, out-of-pile examinations and microstructural observations. In basis of ones was used data from references [3—12]. These sources of experimental and gap conductance values into the rods which were irradiated in MR-reactor (Moscow) under steady-state and transient conditions.

If the fuel and cladding are in contact, the CAES-R code equation for contact is used. This equation agrees with gap conductance model presented by Ross and Stoute.

The pellet temperature distribution is solved based on accounting heat balance equation.

It is known that due to self-shielding effects, the heat generation within an enriched fuel pellet will not be uniform. CAES-R code use a parabolic approximation for nonuniform heat generation.

The fuel cracking and fuel pellet surface relocation behavior result in effective pellet-cladding gap which is used in calculating the gap conductance. The initial free gap space made available for filling by relocation fuel surface is distributed inside the pellet. This leads to necessity of computing effective thermal conductivity across the cracked pellet.

Cracks and relocation contributions to fuel thermal conductivity is modeled when the local fuel temperature do not exceed a fuel transition temperature T_{tr} = 1200 C. Additional assumption is that cracks instantaneously heal and re-cracking when fuel

дечнике неизбежно изменяется локальный радиус кривизны поверхности таблеток, а неравномерность их распределения обеспечивает ненулевое среднее значение эксцентриситета в зоне даже без учета влияния дополнительных факторов.

Модельные представления, реализованные при расчете проводимости соосного открытого зазора, описаны в работе [2].

Наконец, в модифицированной модели проводимости Росса и Стаута средняя ширина радиального зазора является нелинейной функцией исходной ширины холодного зазора и ее изменений вследствие эффектов термического расширения, упругих и необратимых процессов в твэле.

Подробный анализ и обоснование физических предпосылок изложенного подхода к расчету средней ширины радиального зазора, включая значения входящих в вычисления коэффициентов, содержится в работе [3]. В основе своей подход опирается на результаты зарубежных исследований кинетики растрескивания топлива и ее влияния на проводимость зазора [4, 5], а также на исследования температурных полей в инструментированных твэлах в реакторе МР, обработанные с помощью методов анализа структурных и теплофизических параметров твэлов, развитых в работах [6—12].

При расчете температурного профиля по радиусу тепловыделяющего сердечника учитываются процессы растрескивания и фрагментации топливных таблеток под облучением, а также накопление и выход в свободный объем твэла газообразных продуктов деления, что влияет на теплопроводность топливного сердечника твэла.

Для описания свойств и поведения топливного сердечника твэлов под облучением в пакете CAES-R используется алгоритмический банк моделей, подробно описанный в работах [2, 3, 12—23].

Реализованный в коде анализ оболочки на герметичность и целостность включает в себя оценку вероятностей возникновения и последствий таких процессов, как:

— плавление оболочки;

— утоньшение оболочки вследствие закритического развития окисного слоя;

— сверхкритическое растяжение или перенапряжение оболочки в результате механического взаимодействия топлива и оболочки;

— разрушение оболочки под действием внешнего давления при плавлении топливного сердечника.

Расчет геометрических и динамических параметров оболочки основывается на решении в каждой аксиальной зоне и на каждом временном шаге истории облучения системы уравнений относительно деформации и напряжений в окружном, осевом и радиальном направлениях. Входящие в эту систему уравнений физические параметры и функциональные величины рассчитываются, используя данные по свойствам оболочек, содержащиеся в работах [21, 22].

Из решения этой системы находятся основные параметры, входящие в расчет ширины и проводимости

temperature regions are above or below the transition temperature respectively.

The lab fuel thermal conductivity is calculated using one of two models, but both of them consider thermal conductivity as function of temperature and porosity.

When the temperatures at each fuel radial subvolume are established the temperature dependent processes in fuel pellets are calculated, and first of all these are the fission gas and volatile release which are calculated by summing the local contributions of each fuel radial subvolume into the rod.

Fuel pellet stack deformation calculation involves models of phenomena which directly take part in pellet cracking, fuel pellet surface relocation and also nonlinear processes such as radiation-induced and radiation-enhanced initial fuel porosity resintering, solid and gas swelling, restructuring due to equalaxid and columnar grain growth, initial pellet central-hole filling (for annular pellets) and reformation, etc.

All fuel behavior and fuel performance models of the CAES-R code [2—23] have status phenomenological or physical models. These models were resently developed by arising from instrumented fuel rods, out of-pile experiments and microstructural observations. As a rule the models' physical considerations are based on theory of diffusion and self-diffusion processes in dioxide fuel compositions under irradiation.

The packages of routines which perform the fission gas/volatile production and release analysis consists of model which consider these processes to be determined by gaseous diffusion laws and takes into consideration radiation-enhanced and radiation-enduced effects with gas atoms. So the package includes realization of the following models:

— a model of ion explosion, radiation damage creation and further annealing of fission tracks in uranium dioxide;

— a model of the radiation damages enhanced thermodynamics of the precipitation process;

— a model of gas atom and volatile migration, and also point defect migration (since the number of ones obviously influences on gas bubble population and creation);

— a model for the stoichiometry as a function of burnup and point defects collection and production;

— a model for intergrainular gas migration which is enhanced by fission tracks and extended radiation-induced damages annealing and re-produsing;

— a model for grain boundary gas saturation processes;

— a model of incubation burnup (fission gas release threshold) as a function of local temperature, fission rate and saturation gas concentrations at grain boundaries;

— a model fission gas release to the free volume due to grain growth processes;

— a model of shielding effects due to processes of knock-in filling gas and yet released fission gases from free porosity to grains volume;

— a model for intergrainular gas bubble creation, developing and size distribution.

зазора и характеризующие термомеханические свойства твэла. В частности, перемещение оболочки в радиальном направлении, нормальные напряжения на внутренней поверхности оболочки, окружные напряжения и деформации.

При расчете этих параметров в случае возникновения контакта между топливом и оболочкой учитываются релаксационные процессы в топливе, связанные с отжигом пористости под действием внешних напряжений. Подробное описание этих релаксационных процессов содержится в работе [3].

Для обеспечения необходимой взаимосогласованности локальных и интегральных параметров в расчетной схеме программы инициируются две основных итерационных петли. Первая (глобальная) петля служит для достижения сходимости по параметрам интегрального газовыделения и внутреннему давлению в свободном объеме твэла, вторая (вложенная) инициируется при переходе к расчетам параметров твэла в аксиальной зоне.

Расчеты в глобальном итерационном цикле завершаются, когда изменения значений парциальных функций газовыделения Xe и Kr и величины внутритвэльного давления по абсолютной величине не превышают 10^{-5}. Для вложенного итерационного цикла критерий сходимости — $\max\{\mathrm{ABS}\,(\delta H_{gap}/H_{gap})\} \le 10^{-4}$, где H_{gap} — тепловая проводимость зазора. Эти критерии имеют большой запас, что позволяет обеспечить хорошую степень сходимости во вспомогательных вложенных итерационных циклах, связанных с расчетами параметров пористости, распухания, развития фрагментации таблеток и ряда других.

5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

— осесимметричная постановка задачи;

— максимальное число составных аксиальных зон и максимальное число радиальных зон разбиения не ограничено;

— число временных шагов ограничено только временем счета и наличием дискового пространства для выходных файлов.

6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Для компьютеров типа PC/AT 286/287 среднее время счета составляет от 60 с на каждый временной шаг при уровне газовыделения за шаг ≤ 2% и от 3 до 6 мин при более высокой скорости газовыделения. Это обстоятельство связано с тем, что газовыделение в твэле, как правило, сопровождается значительной эволюцией в системах внутри- и межзеренных пор, усиливая негативное влияние газовыделения и увеличивая число итераций в глобальном и вложенных циклах.

The model of uranium dioxide grain growth is based on assumption that this process is direct consequence of relaxation of the excess intergranular boundaries free energy. The equation obtained for grain growth takes into account diffusive-viscous properties of solids which were caused by mechanisms of volume and surface self-diffusion of uranium ions as well as by processes of evaporation-condensation of uranium-containing complexes, radiation-induced dislocations formation. The model also considers growth-shielding effects due to lattice gas and distributed grain bubble influences. The model calculation results are compared with predictions of other existing well-tested models and experimental data.

Fuel swelling modelling is based on consideration phenomena which directly take part in the pellet volume changes. For this was developed an original model which contents a set of submodels, i.e.

— a model for solid and pseudo-solid swelling;

— a model for intergrainular bubble creation and nucleation;

— a model for intergrainular bubble size distribution predictions;

— a model for intergrainular bubble and tunnels linking which takes into consideration such processes as bubble diffusional coalescence and bubbles surface to isometric and equilibrium;

— a model for intergrainular porosity annealing or growth due to variety of irradiation conditions.

The computer code CAES-R has got a subcode to predict failure of the cladding of light water reactor fuel rods. This subcode is also modular routine and predicts the probability of failure of fuel rod cladding under variety steady-state and power ramp conditions.

The failure complex model links several submodels each of which has the capability of predicting fuel rods cladding failure. The submodels are distinguished from one another by type mode of failure. A probability of failure is calculated for each mode, and these set of probabilities are then appropriately combined to yield general probability of failure of the fuel rod cladding.

The cladding failure model which are currently operable in the CAES-R code includes the following analysis:

— cladding melt;

— oxide layer wall thinning;

— overstress failure;

— overstrain failure.

Pellet-cladding interaction induced failure mechanisms take into consideration the following conditions which are required for stress corrosion cracking:

— the equivalent stress at cladding inner surface in tensile conditions has to exceed the certain threshold for overstress failure;

— the amount of corrosive fission products (such as iodine, bromine and cesium) which have been released from hot fuel and have deposited on the colder inner cladding surface have to be exceed certain critical concentrations.

7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Структурно-алгоритмические особенности:

— модульная структура подключения моделей, описывающих отдельные, наиболее важные процессы в твэле, что позволяет без принципиальных сложностей модифицировать как головную компилирующую программу, так и используемые ею составные модули;

— зависящие от времени облучения параметры и функции в расчетный алгоритм программы входят в рекуррентной форме, что позволяет снизить размерность массивов по этому параметру до двух и снять какие-либо ограничения по максимальному числу шагов в SSC истории облучения.

Модельные особенности кода:

— пакет CAES-R практически не содержит упрощенных инженерных или эмпирических моделей, ограничивающих область применимости кода;

— основу модельного базиса кода составляют разработанные и верифицированные авторами на большой совокупности наиболее представительных экспериментальных данных физические и феноменологические оригинальные модели;

— радиационное уплотнение (доспекание) и газовое распухание топлива рассчитываются не по отдельным детерминистическим моделям, а из баланса эволюционных изменений под облучением исходной технологической пористости и пористости, образующейся в виде пузырей вследствие накопления и диффузионного стока в свободный объем газообразных продуктов деления.

Функциональные особенности кода:

— для компьютеров с адаптерами EGA и VGA типов программа обеспечивает графический вывод на экран монитора наиболее важной расчетной информации в режиме on-line;

— программа снабжена информационным меню, которое позволяет пользователю прерывать ее работу, осуществлять рестарт программы, снимать цветной фон для получения графических копий экрана на принтере;

— программа снабжена on-line таймером, показывающим полное время счета;

— программа снабжена графическим архивным банком ранее рассчитанных вариантов, который автоматически пополняется в процессе использования программы, и может быть просмотрен непосредственно в режиме on-line, что делает наглядными результаты сравнительных расчетов;

— обеспечена возможность (без загрузки программы) оперативного просмотра в графическом виде вариантов из архивного банка.

8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Пакет программ CAES-R снабжен дружественным интерфейсом пользователя в виде программной

In fact overstress-strain failure thresholds and critical concentrations of aggressive fission products are the functions of type fuel rod and in-reactor conditions.

This part of section describes the approaches which perform the mechanical analysis of the cladding deformation. CAES-R cladding model are based upon the following assumptions:

— increment theory of plasticity is postulated;

— Prandtl — Reuss flow rule takes place;

— thin wall cladding theory for uniform stress, strain and temperature computing is available;

— no slippage occurs at fuel-cladding interface when fuel and cladding are in contact;

— bending stress and strain in cladding are negligible;

— axissymmetric load and deformation of cladding occur;

— load fuel sintering during fuel-cladding contact interaction is taken into consideration.

In the CAES-R code the main executive routine makes determining whether or not the fuel pellets and the cladding are in contact. This analysis are made by comparing the radial displacement of the fuel with the radial displacement of the cladding which would occur due to prescribed external coolant pressure and the prescribed internal filling and released cumulative fission gas pressure.

When the gap closed it is assumed that strain induced in the cladding by the axial expansion of the middle surface of the cladding, since a thin wall theory is used.

The magnitudes of the additional plastic strain increments and resulting ones are determined by the effective stress, the Prandtl — Reuss flow rule and the unaxial stress-strain curve. A cladding material property subcode CLAD.PRO is used to provide cladding properties to the CAES-R code. For code user there is opportunity takes under consideration the following types of fuel rod shell: Zircaloy-2, Zircaloy-4, Stainless-steel and Zr 1%Nb. No additional material properties need to be supplied by the code CAES-R user.

There are several iterative loops to convergence overall models solutions. The major iterative loops are the following ones:

— at each axial increment the gas gap and fuel temperatures, the fuel thermal expansion and other structural effects due to swelling, densification, restructuring, fuel-surface relocation ets and also due to cladding strain are iterated on until convergence is obtained;

— at each specified time step the entire fuel rod conditions are recalculated with iteration continued until cumulative fission gas release rate and rod internal pressure are unchanged.

5. RESTRICTIONS ON THE COMPLEXITY OF THE PROBLEM

Modeling is axissymmetric for the thermal and mechanical calculations. No code limitation on number variable length axial and radial nodes. No code

оболочки, обеспечивающей подготовку и просмотр исходных данных, организацию вычислительного конвейера, а также графическим интерфейсом, обеспечивающим обработку результатов расчетов по выбору пользователя с выдачей результатов в метафайл в формате Tectronix, HPGL, PIC и GEM, на плоттер, лазерный или матричный принтер.

9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Пакет программ CAES-R находится в эксплуатации в Институте реакторных технологий и материалов РНЦ «Курчатовский институт» и включен в ОФАП-ЯР.

10. ССЫЛКИ

1. Ross A.M., Stoute R.L. Heat transfer coefficient between UO_2 and Zircaloy-2. — AECL-1552, 1962.
2. Лемехов С.Е. Кинетическая модель теплопроводности смеси газов под оболочкой твэлов типа ВВЭР: Препринт ИАЭ-4977/5. — М.,1989.
3. Lemekhov S., Utenkov S. Influence of relaxation processes on the cladding failure VVER fuel rod under rapid increase of power rating. — In Proc.: UK—USSR Seminar Number 8 On The Influence Of Design Basis Accidents On Characteristics Of Fuel In Water-Cooled Reactors. — Windscale: AEA, 29 April — 8 May 1990.
4. Masaomi Oguma. Cracking and relocation behavior of nuclear fuel pellets during rise to power. — Nucl. Eng. Design, 1983, vol. 76, p. 35—45.
5. Cannata G., Cosoli G. Gap conductance analysis for BWR rodsrelocation model. — Nucl. Eng. Design, 1980, vol. 58, № 1, p. 11—18.
6. Утенков С.А., Яковлев В.В. и др. Анализ схем измерений при идентификации контактных термических сопротивлений в стержневых твэлах. — ВАНТ. Сер. Атомно-водородная энергетика и технология, 1988, вып. 3, с. 75—76.
7. Утенков С.А., Яковлев В.В. Исследование особенностей контактного теплообмена между топливом и оболочкой твэлов энергетических реакторов: Препринт ИАЭ-5408/4. — М., 1990.
8. Utenkov S., Artyukhin E.A. et al. Determination of the structural and thermophysical parameters of fuel composition. — In Proc.: International Conference on Radiation Materials Science. — Alushta, 22—25 May 1990.
9. Утенков С.А., Яковлев В.В., Артюхин Е.А., Ненарокомов А.В. Исследование контактного теплообмена в твэлах ядерных реакторов. — В кн.: Тез. докл. Международного семинара «Теплофизика-90». — Обнинск: ФЭИ, 1990, с. 126.
10. Utenkov S., Yakovlev V. Identification of the contact thermal resistance in the fuel elements of the nuclear reactors: Preprint IAE-5409/3. — M., 1991 (Engl).
11. Утенков С.А., Яковлев В.В. и др. Идентификация контактных термических сопротивлений в твэлах

limitations on the number of time steps. No code limitation on time step duration.

6. TYPICAL RUNNING TIME

Typical running time for PC/AT 286/287 is 30 sec to 6 min per time step dependent on fission gas and technological gas release kinetics, swelling/densification rate and other nonlinear processes which take place into the fuel rod under reactor irradiation conditions.

7. UNUSUAL FEATURES OF THE PROGRAM

It is uniform theoretical basis of all fuel models which take into consideration phenomena controled by volume/surface diffusional mechanisms of migration of gas atoms, uranium ions and vacancies in uranium dioxide under irradiation.

8. RELATED AND AUXILIARY PROGRAMS

The CAES-R code has intelligent code schell, including publication quality graphics support with Tekronix, HPGL, PIC and GEM format metafile support.

9. STATUS

New computer code.

10. REFERENCES

1. Ross A.M., Stoute R.L. Heat transfer coefficient between UO_2 and Zircaloy-2. — AECL-1552, 1962.
2. Lemekhov S. The kinetic model of thermal conductivity of gas mixture in the gap fuel rod VVER type: Preprint IAE-4977/5. — M., 1989.
3. Lemekhov S., Utenkov S. Influence of relaxation processes on the cladding failure VVER fuel rod under rapid increase of power rating. — In Proc.: UK—USSR Seminar Number 8 On The Influence Of Design Basis Accidents On Characteristics Of Fuel In Water-Cooled Reactors. — Windscale: AEA, 29 April — 8 May 1990.
4. Masaomi Oguma. Cracking and relocation behavior of nuclear fuel pellets during rise to power. — Nucl. Eng. Design, 1983, vol. 76, p. 35—45.
5. Cannata G., Cosoli G. Gap conductance analysis for BWR rods relocation model. — Nucl. Eng. Design, 1980, vol. 58, № 1, p. 11—18.
6. Utenkov S.A., Yakovlev V.V., Artyukhin E.A. et al. The analisys of measurements schemes in identification of the contact thermal resistances in the fuel rods. — Voprosy atomnoi nauki i tekhniki. Ser. Atomno-vodorodnaya energetika i tekhnologiya, 1988, № 3, p. 75—76.
7. Utenkov S.A., Yakovlev V.V. Investigation of heat exchange especially between pellet and cladding of the commercial reactor fuel rod: Preprint IAE-5408/4. — M., 1990.
8. Utenkov S.A., Yakovlev V.V., Artyukhin E.A. et al. Determination of the structural and thermophysical

ядерных реакторов. — Инженерно-физический журнал, 1991, т. 60, с. 478—487.
12. Утенков С.А., Яковлев В.В., Артюхин Е.А., Ненарокомов А.В. и др. Идентификация контактных термических сопротивлений в твэлах ядерных реакторов. 2. Обработка экспериментальных данных. — Инженерно-физический журнал, 1992, т. 63, с. 114—121.
13. Лемехов С.Е. Диффузионно-трековая модель газовыделения с межзеренных границ в переходных режимах типа RAMP: Препринт ИАЭ-4575/11. — М., 1988.
14. Лемехов С.Е. О воздействии облучения на структурно-динамические характеристики диоксида урана: Препринт ИАЭ-4552/11. — М., 1988.
15. Лемехов С.Е. Диффузионная трековая модель роста зерен в таблетках диоксида урана при облучении: Препринт ИАЭ-4856/11. — М., 1989.
16. Лемехов С.Е. Диффузионная модель зарастания центрального канала в таблетках диоксида урана типа ВВЭР при облучении. — В кн.: Материалы советско-японского семинара «Методы, техника и результаты экспериментального исследования поведения твэлов ВВЭР в базовом и переходных режимах, включая вопросы повышения выгорания». — М., 1988, с. 1—36.
17. Лемехов С.Е. Диффузионно-трековая модель газовыделения и распухания диоксида урана при облучении: Препринт ИАЭ-4574/11. — М., 1988.
18. Лемехов С.Е. Трековая модель образования и развития внутризеренных пузырей в диоксиде урана при облучении в реакторах условиях. — ВАНТ. Сер. Атомное материаловедение, 1988, вып. 3(28).
19. Vilpponen K.O., Fordestrommen N. et al. Fuel performance under power RAMP conditions in the HBWR. — IAEA-SM, IWGFPT-8 (1081), Summary Report, p. 18— 30.
20. Lemekhov S, Volkov B. et al. Developing of calculating and experimental methods of the investigation of behaviour VVER fuel rod under varios irradiation conditions. — In Proc.: UK—USSR Seminar Number 8 On The Influence Of Design Basis Accidents On Characteristics Of Fuel In Water-Cooled Reactors. — Windscale: AEA, 29 April — 8 May 1990.
21. Волков Б., Платонов П.А. и др. Библиотека подпрограмм физико-механических свойств оболочек твэлов из сплава Nb-1: Препринт ИАЭ-4941/11. — М., 1989.
22. MacDonald P.E., Thompson L.B. MATPRO-version-9: A hand-book of materials properties for use in the analysis of LWR fuel rod behaviour. — TREE-NUREG-1005, 1976.
23. Lemekhov S., Utenkov S. CAES-R: A Computer Code for the Thermal and Mechanical Analysis of Fuel Rod Behavior under Steady-State and Extended Burnup Conditions: Preprint IAE-5265/5. — M., 1990.

parameters of fuel composition. — In Proc.: International Conference on Radiation Materials Science. Alushta, USSR, 22—25 May 1990.
9. Utenkov S.A., Yakovlev V.V., Artyukhin E.A. et al. Investigation of heat exchange in fuel rod. — In Proc.: International Conference «Heat Physics-90», 25—28 sep. — Obninsk: FEI, 1990, p. 126.
10. Utenkov S., Yakovlev V. Identification of the contact thermal resistance in the fuel elements of the nuclear reactors: Preprint IAE-5409/3. — M., 1991 (Engl.)
11. Utenkov S.A., Yakovlev V.V., Artyukhin E.A. et al. Identification of the contact thermal resistance in the fuel elements of the nuclear reactors. 1. Design of algorrithm. — Inzhenerno fizicheskii zhurnal, 1991, vol. 60, p. 478—487.
12. Utenkov S.A., Yakovlev V.V., Artyukhin E.A. et al. Identification of the contact thermal resistance in the fuel elements of the nuclear reactors. 2. Treatment of experimental data. — Inzhenerno fizicheskii zhurnal, 1992, vol. 63, p. 114—121.
13. Lemekhov S. Track-diffusional model of fission gas release from grain surfaces under power RAMP condition: Preprint IAE-4575/11. — M., 1988.
14. Lemekhov S. On the irradiation influence on structural-dinamical properties of uranium dioxide: Preprint IAE-4552/11. — M., 1988.
15. Lemekhov S. Track-diffusional model of grain growth in pellet dioxide uranium under irradiation: Preprint IAE-4856/11. — M., 1989.
16. Lemekhov S. A diffusional model of filling central hole in annular uranium dioxide pellets under irradiation. — In Proc.: USSR — Japan Meeting: Methods, technique end results of experimental investigation of VVER fuel rod behavior under normal and transient condition. — M., 1988, p. 1—36.
17. Lemekhov S. Track-diffusional model of fission gas release and swelling of dioxide uranium: Preprint IAE-4574/11. — M., 1988.
18. Lemekhov S. Track model of creation and developing intergrainular bubble in uranium dioxide under in-pile irradiation. — Voprosy atomnoi nauki i tekhniki. Ser. Reactornoe materialovedenie, 1988, vol. 28, № 3.
19. Vilpponen K.O.,Fordestrommen N. et al. Fuel performance under power RAMP conditions in the HBWR. — IAEA-SM, IWGFPT-8/(1081), Summary Report, p. 18—30.
20. Lemehkov S. Investigation of irradiation-induced densification of uranium dioxide by using thermal-scanning technique: Preprint IAE-5237/11. — M., 1990.
21. Volkov B., Platonov P. et al. The library of routines mechanical properties fuel rod cladding alloy Nb-1: Preprint IAE-4941/11. — M., 1989.
22. MacDonald P.E., Thompson L.B. (Editors). MATPRO-version-9: A hand-book of materials properties for use in the analysis of LWR fuel rod behavior. — TREE-NUREG-1005, 1976.
23. Lemekhov S., Utenkov S. CAES-R: A Computer Code for the Thermal and Mechanical Analysis of Fuel Rod Behavior under Steady-State and Extended Burnup Conditions: Preprint IAE-5265/5. — M., 1990.

11. ТРЕБОВАНИЯ

Для наиболее полного использования возможностей пакета CAES-R требуется:

— оперативная память 1 Мбайт;

— внешняя память на жестком диске 2—5 Мбайт;

— принтер и плоттер;

12. ЯЗЫК ПРОГРАММИРОВАНИЯ

Фортран, СИ, ассемблер.

13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

MS DOS — версия 3.0 или версии более высокого порядка.

14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Прототипом модульно-структурной организации кода служила программа FRAP-S3 и ее последующие версии, широко известные в области количественного анализа поведения твэлов под облучением.

Все физические величины, включая входные и выходные параметры подпрограмм, в пакете CAES-R приведены к международной системе СИ. Тексты физических программ и подпрограмм снабжены пояснительными комментариями.

Программа CAES-R для принятых ограничений сложности задачи (п. 5) является логически завершенной, что не исключает принципиальную возможность совершенствования ее отдельных структурных моделей.

15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

С.Е. Лемехов, С.А. Утенков, Российский научный центр «Курчатовский институт», 123182, Москва.

16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Тексты подпрограмм (моделей); библиотеки оттранслированных программ, инструкция пользователя; пакет контрольных заданий; графический банк архивных вариантов.

17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

I, D, H, O и *Q*.

Энергетический реактор, оболочка, выгорание, твэл, температура, газовыделение, пористость, зазор, ползучесть, диффузия, коррозия, релокация, продукты деления, топливные таблетки, взаимодействие между топливом и оболочкой, базовый режим облучения, режим маневрирования мощностью.

11. MACHINE REQUIREMENTS

For more effective used of CAES-R code needs 1Mb RAM and up 2 to 5 Mb free disk space, printer and plotter.

12. PROGRAMMING LANGUAGE USED

Fortran, C, Assembler.

13. OPERATING SYSTEM

MS DOS — version 3.0 or more high level.

14. OTHER PROGRAMMING AND OPERATING INFORMATION

FSINPR: a computer code for examinning initial propities and quality of sintering uranium dioxide fuel pellets.

15. NAME AND ESTABLISHMENT OF AUTHORS

S.Lemekhov, S.Utenkov (Russian Research Center «Kurchatov Institute»)

16. MATERIAL AVAILABLE

User's guide for CAES-R computer code.

17. CATEGORIES

I,D,H,O and Q.

Keywords: BWR reactors, cladding, creep, diffusion, corrosion, cracking, fission products, fuel pellet, fuel-cladding interaction, FORTRAN, fuel rods, LWR reactors, nuclear models, steady-state conditions, stress analysis, thermal analysis, swelling, temperature, system failure analysis, zircaloy.

Статья поступила в редакцию 1 ноября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 43—51.

УДК 621.039.5

НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕХОДНЫХ ТОПЛИВНЫХ ЗАГРУЗОК ПРИ ПОВЫШЕНИИ ОБОГАЩЕНИЯ ТОПЛИВА ПОДПИТКИ ВВЭР-440

В.Н. Проселков, К.В. Симонов
Российский научный центр «Курчатовский институт», 123182, Москва
Ю.Н. Пыткин, С.А. Андрушечко
Кольская АЭС, 184151, пос. Полярные Зори

Представлены сопоставления нейтронно-физических расчетов с данными физических экспериментов на минимально контролируемом уровне мощности и при номинальной мощности для переходных топливных загрузок при повышении обогащения топлива подпитки ВВЭР-440.

TRANSITION FUEL CYCLES NEUTRON-PHYSICAL CHARACTERISTICS OF VVER-440 WITH INCREASED LOADING FUEL ENRICHMENT. V.N. PROSELKOV, K.V. SIMONOV, Yu.N. PYTKIN, S.A. ANDRUSHECHKO. Comparison of calculational and experimental data on minimum-controled power level and on full power for transition fuel cycle with increased loading fuel enrichment are presented.

Эффективность использования топлива может быть существенно повышена в результате увеличения обогащения топлива подпитки в сочетании с уменьшением количества замещаемых при перегрузках ТВС. На Кольской АЭС (КАЭС) проводится промышленный эксперимент по переводу реактива ВВЭР-440 на топливо повышенного обогащения. Впервые 78 топливных сборок обогащением 4,4% (четверть всех рабочих ТВС) были загружены на периферию активной зоны при формировании пятой топливной загрузки реактора третьего блока. В 1989 г. на третьем блоке КАЭС завершен седьмой топливный цикл.

В середине седьмого топливного цикла (198 эф. сут) были выполнены физические эксперименты на минимально-контролируемом уровне мощности. Цель экспериментов — определение основных нейтронно-физических характеристик активной зоны третьего блока и сравнение их с результатами расчетов [1,2] для обоснования безопасной эксплуатации топливной загрузки с ТВС обогащением 4,4% в конце топливного цикла. В период проведения экспериментов регистрация технологических параметров реакторной установки проводилась штатными приборами, концентрация борной кислоты в теплоносителе определялась методом титрования проб. Реактивность измерялась с помощью полупроводникового измерителя ПИР-4. Детектором нейтронного потока являлась ионизационная камера КНК-4. На основании полученных данных при температуре теплоносителя первого контура 260 °С были определены дифференциальная эффективность борной кислоты, интегральная и дифференциальная характеристики управляющей группы СУЗ, в диапазоне температур 260—230 °С коэффициенты реактивности по температуре воды и топлива. Обработка результатов экспериментов проводилась по стандартной методике [3].

Результаты экспериментов в сравнении с данными расчетов представлены на рис. 1—4. Как видно из рисунков, полученные опытные данные удовлетворительно согласуются с расчетами и не накладывают никаких ограничений на эксплуатационные режимы. Исключение составляют дифференциальная эффективность управляющей группы СУЗ, определяющая скорость ввода положительной реактивности при проектном перемещении группы. Как это и предсказывалось расчетом, максимальная дифференциальная эффективность управляющей группы реализуется в диапазоне 190—210 см от низа активной зоны. Несмотря на то что экспериментальное значение на 20—25% меньше расчетного, скоростная эффективность превышает регламентированную ($0{,}07\,\beta_{эф}/c$) [4], причем эта тенденция сохраняется до конца цикла (см. рис. 3).

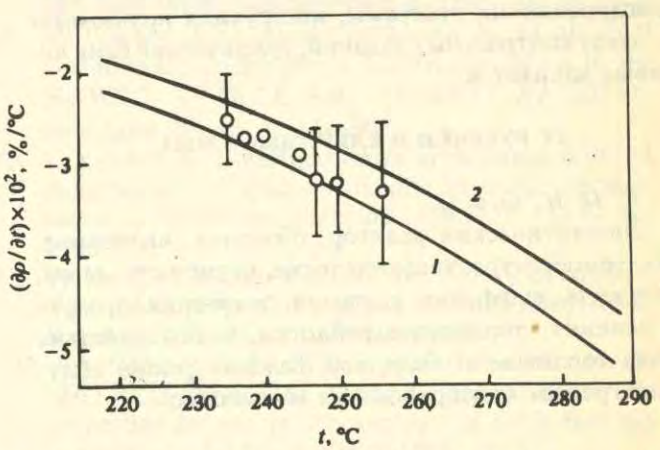


Рис. 1. Зависимость коэффициента реактивности по температуре воды и топлива от температуры теплоносителя: o — эксперимент (концентрация борной кислоты 3,2 г/кг; энерговыработка 198 эф.сут, положение шестой группы СУЗ 167—70 см); — — расчет (энерговыработка 200 эф.сут, положение шестой группы СУЗ — 50 см (кривая *1*) и 175 см (*2*))

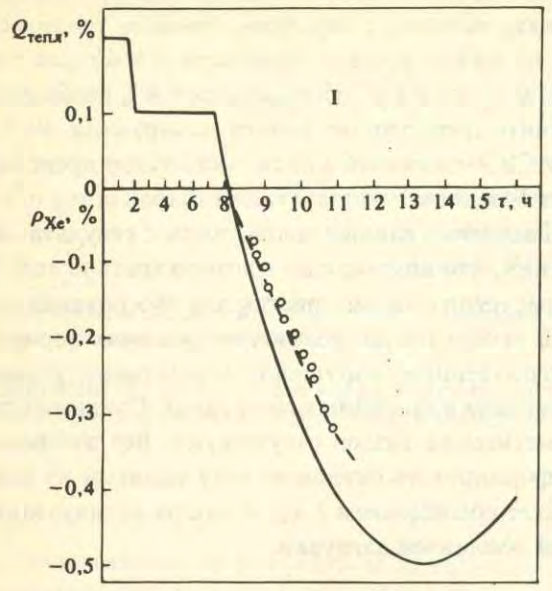


Рис. 2. Нестационарное отравление реактора ^{135}Xe: —— — расчет (энерговыработка 200 эф.сут); o — эксперимент (энерговыработка 198 эф. сут); I — изменение масштаба

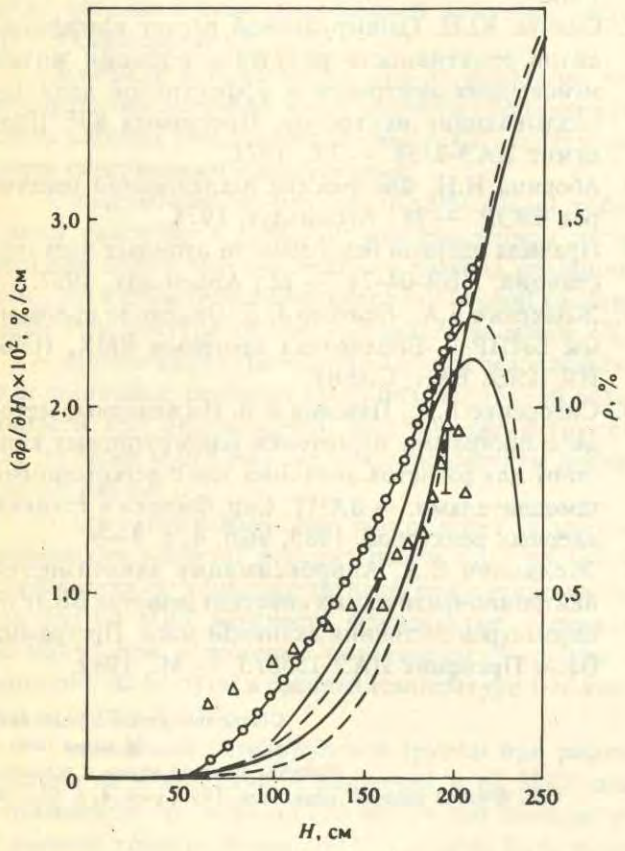


Рис. 3. Дифференциальная и интегральная эффективность шестой группы СУЗ: △ ,○ — эксперимент (МКУ, температура теплоносителя на входе в активную зону 260 °С, энерговыработка 198 эф.сут, концентрация борной кислоты 4,1—3,1 г/кг); —— — расчет (МКУ, температура теплоносителя на входе в активную зону 260 °С, энерговыработка 200 эф.сут, $\beta_{эф}$ = 0,55); – – – – расчет (МКУ, температура теплоносителя на входе в активную зону 260 °С, энерговыработка 330 эф.сут, $\beta_{эф}$ = 0,53; предельно допустимая дифференциальная эффективность $1{,}86\cdot10^2$ %/см)

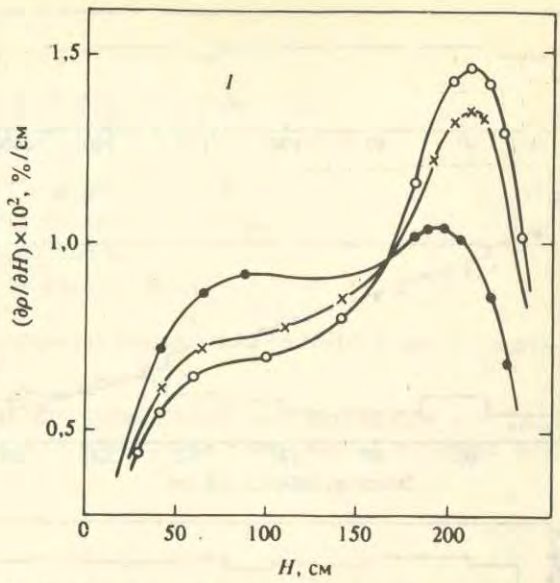


Рис. 4. Дифференциальная эффективность управляющей группы СУЗ (расчет при номинальной тепловой мощности). *I* — область предельно допустимой дифференциальной эффективности

Условные обозначения	Энерговыработка, эф. сут	$(\partial\rho/\partial H)\cdot10^2$, %/см	$\beta_{эф}$
●	0	2,03	0,58
×	180	1,89	0,54
○	337	1,86	0,53

Как видно из рис. 4, при работе на номинальной мощности в течение седьмого топливного цикла расчетное значение дифференциальной эффективности управляющей группы значительно меньше предельно допустимого, что не требует введения дополнительных ограничений на режимы эксплуатации при автоматическом регулировании и проектном диапазоне перемещения управляющей группы. Для выполнения установленных требований и исключения превышения допустимой скорости ввода положительной реактивности на малых уровнях мощности и МКУ в режиме реального регулирования необходимо ограничить допустимую высоту извлечения управляющей группы величиной 175 см.

При помощи программы расчета нейтронно-физических характеристик ВВЭР [5] с библиотекой констант, подготовленной по программам [6, 7], проведено моделирование выгорания экспериментальных загрузок реактора третьего блока КАЭС. Результаты расчетов были сопоставлены с экспериментальными данными, полученными в ходе эксплуатации КАЭС (рис. 5). Сопоставления позволяют заключить, что комплекс программ [5—7] обеспечивает удовлетворительное согласие с измерениями концентрации бора в теплоносителе в течение кампании и длительности работы отдельных загрузок.

По окончании седьмого топливного цикла часть ТВС с начальным обогащением 4,4%, отработавших в активной зоне третьей кампании и достигших выгорания порядка 35 МВт сут/кг, проходили КГО на остановленном реакторе. Негерметичных кассет не обнаружено, средняя удельная активность изотопа

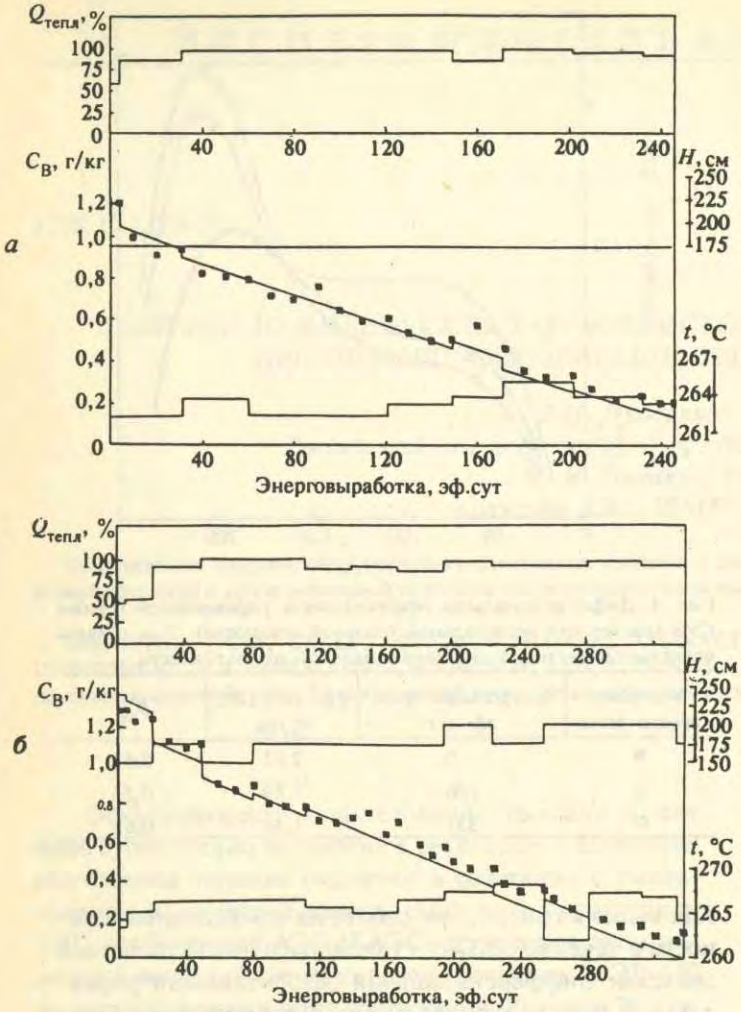


Рис. 5. Зависимость концентрации борной кислоты в теплоносителе (C, г/кг), положения шестой группы СУЗ (H, см), тепловой мощности реактора ($Q_{тепл}$, % номинала), температуры теплоносителя на входе в активную зону ($t_{тепл}$, °С) с выгоранием (энерговыработка, эф.сут) первой переходной загрузки (*а*) и второй (*б*) от времени. ■ — эксперимент, —— — расчет

^{131}I в пробе составила $1{,}3 \cdot 10^{-6}$ Ки/л. ТВС, превышающих критерий прекращения эксплуатации активной зоны (активность по реперному изотопу ^{131}I больше 10^{-4} Ки/л на момент останова реактора), нет. О высокой степени герметичности ТВС свидетельствуют и результаты КГО на работающем реакторе: суммарная удельная осколочная активность воды первого контура не превышает $2 \cdot 10^{-5}$ Ки/л.

Итак, анализ результатов расчетно-экспериментальных исследований показывает, что для обеспечения обеспечения безопасной эксплуатации реакторной установки, начиная с середины седьмого топливного цикла, на малых уровнях мощности и МКУ для топливных загрузок с ТВС обогащением 4,4% необходимо ограничить допустимую высоту извлечения шестой группы СУЗ величиной 175 см. Остальные пределы и условия безопасной эксплуатации сохраняются прежними. Расчетные данные согласуются с результатами измерений, что подтверждает возможность использования расчетных характеристик для обоснования безопасной эксплуатации реактора в режимах нормальной эксплуатации, нарушения нормальных условий эксплуатации в аварийных состояниях. Свидетельства разгерметизации твэлов отсутствуют. Все это позволило сформировать активную зону целиком из рабочих кассет обогащением 4,4% и начать эксплуатацию восьмой топливной загрузки.

Список литературы

1. Петрунин Д.М., Беляева Е.Д., Киреева И.Л. Программа БИПР-5: Препринт ИАЭ-2519. — М., 1975.
2. Савчук Ю.И. Одногрупповой расчет коэффициентов реактивности реактора, времени жизни мгновенных нейтронов и эффективной доли запаздывающих нейтронов. Программа КР: Препринт ИАЭ-2158. — М., 1971.
3. Аборина И.Н. Физические исследования реакторов ВВЭР. — М.: Атомиздат, 1978.
4. Правила ядерной безопасности атомных электростанций. ПБЯ-04-74. — М.: Атомиздат, 1977.
5. Жолкевич Е.А., Беляева Е.Д. Описание программы БИПР-7. Библиотека программ ВМК, НРБ, ИЯ ИЯЭ, БАН, София.
6. 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.
7. Жолкевич Е.А. Аппроксимация зависимостей нейтронно-физических констант решеток ВВЭР от параметров состояния активной зоны. Программа ОКА: Препринт ИАЭ-1558/5. — М., 1982.

Статья поступила в редакцию
25 июня 1990 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 52—54.

УДК 621.039.5

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА РЕАКТОРЕ ВВЭР-440, ПОЛНОСТЬЮ ЗАГРУЖЕННОМ ТОПЛИВОМ ПОВЫШЕННОГО ОБОГАЩЕНИЯ

В.Н. Проселков, К.В. Симонов
Российский научный центр «Курчатовский институт»
Ю.Н. Пыткин, С.А. Андрушечко
Кольская АЭС, 184151, пос. Полярные Зори

Представлены результаты экспериментов по определению физических характеристик активной зоны ВВЭР-440, полностью загруженной рабочими кассетами с обогащением 4,4%.

EXPERIMENTS ON VVER-440 FULLY LOADED WITH FUEL OF INCREASED ENRICHMENT. V.N. PROSELKOV, K.V. SIMONOV, Yu.N. PYTKIN, S.A. ANDRUSHECHKO. The basic results of VVER-440 experiments on active core fully loaded witn fuel of increased enrichment are presented.

Положительные результаты начального этапа промышленного эксперимента по переводу реактора ВВЭР-440 блока № 3 Кольской АЭС (КАЭС) на топливо повышенного обогащения создали предпосылки для успешного его завершения.В данной работе приведены основные результаты экспериментов по определению физических характеристик активной зоны ВВЭР-440, полностью загруженной рабочими кассетами обогащением 4,4.

Расчетные исследования [1—3] показали, что эксплуатация активной зоны, целиком сформированной из рабочих кассет обогащением 4,4%, характеризуется следующими показателями:

— подкритичность топливной загрузки на любой момент кампании в холодном разотравленном состоянии при полностью извлеченных органах механической СУЗ и стояночной концентрации борной кислоты в воде 1-го контура 16 г/кг составляет не менее 2%;

— выполняются требования ядерной безопасности по ограничению скорости ввода положительной реактивности при перемещении регулирующий группы СУЗ не более 0,07β эф./сут в регулировочном диапазоне до 200 см;

— для гарантированного обеспечения (с учетом погрешности расчета) отрицательного коэффициента реактивности по температуре воды необходимо вывод реактора на МКУ мощности осуществлять в первые 150 эф.сут при положении регулирующей группы в диапазоне 50—100 см и средней температуре 1-го контура не ниже 200 °С;

— положение регулирующей группы при работе реактора на номинальной мощности и на МКУ для энерговыработки меньше 150 эф.сут при температуре первого контура более 260 °С должно быть ниже 200 см, для энерговыработки больше 150 эф.сут на МКУ при температуре 260 °С ниже 175 см.

В течение работы реактора на уровне мощности 100% номинальной должны выполняться следующие требования:

— расчетный радиальный коэффициент неравномерности не более 1,35;

— расчетная максимальная плотность теплового потока с поверхности твэла не более 125 Вт/см^2;

— расчетная максимальная линейная нагрузка на твэл менее 325 Вт/см;

— ожидаемые максимальные глубины выгорания по ТВС и твэлу не превысят 48 и 54 МВт·сут/кг соответственно.

На МКУ мощности реактора по общепринятой методике с помощью аппаратурного комплекса, описанного в работе [4], были проведены эксперименты по определению температурного коэффициента реактивности, эффективности борной кислоты, управляющей группы СУЗ и механической СУЗ в режиме АЗ-1 (полная эффективность и без одного наиболее эффективного органа). Экспериментальные результаты хорошо согласуются с расчетными данными и удовлетворяют критериям успешности испытаний (табл. 1).

Таблица 1. Сравнение экспериментальных данных с расчетом

Характеристика	Расчет	Эксперимент	Критерий успешности эксперимента	Отклонение от расчета
Критическая концентрация борной кислоты, г/кг	11,6	10,2	±15% от расчетной величины	−12,0%
Температурный коэффициент реактивности, 10^{-4} 1/°С	−1,00 −1,33	−0,96 −1,66	Отрицателен в диапазоне 220—260 °С	
Эффективность упрапляющей группы СУЗ, %	1,36	1,31		В диапазоне 200—50 см
Эффективность борной кислоты, %/г/кг	−1,18	−1,31	±15% от расчетной величины	+11%
Полная эффективность механической СУЗ в режиме АЗ-1, %	10,6	11,8	Не ниже 15% расчетной величины	+11,3%
Эффективность механической СУЗ в режиме АЗ-1, %	6,6	7,3	Не ниже 6,6% расчетной величины	+10,6%

Освоение проектной мощности реактора осуществлялось в три этапа: 50, 90 и 100% номинальной мощности. Основным содержанием каждого этапа являлось исследование распределения энерговыделения по объему активной зоны. Кроме того, на этапе 50%-ной мощности выполняли проверку способности реакторной установки к саморегулированию при выведенных из работы регуляторах мощности реактора, давления пара перед турбиной, давления в первом контуре.

Под саморегулируемостью реактора ВВЭР понимается его способность корректировать свою мощность в соответствии с изменяющейся нагрузкой турбины с сохранением при этом параметров первого и второго контура в пределах, предъявляющих наименьшие требования к прочности оборудования. Саморегулирование реакторной установки возможно при условии

$$\alpha_т + \alpha_N < 0, \qquad (1)$$

где $\alpha_т$ и α_N — коэффициенты реактивности по температуре теплоносителя и мощности соответственно.

При испытаниях реакторной установки на саморегулируемость возмущение вносили как со стороны турбины (снижение нагрузки турбогенератора на 16 МВт), так и со стороны реактора (снижение высоты управляющей группы СУЗ на 9 см (табл. 2). По результатам измерений можно заключить, что установка при данном типе загрузки активной зоны обладает устойчивостью и свойствами саморегулируемости. Стабилизация параметров 1-го и 2-го контуров происходит через 5—10 мин после внесения возмущения. Измеренные значения коэффициентов реактивности ($\alpha_т = -2{,}8 \cdot 10^{-2}$ %/°С; ($\alpha_N = -1{,}05 \times \times 10^{-3}$ %/МВт) удовлетворительно согласуются с расчетом ($\alpha_т^{рас} = -2{,}88 \cdot 10^{-2}$ %/с; ($\alpha_N^{рас} = -1{,}19 \times \times 10^{-3}$ %/МВт).

Распределение энерговыделения в активной зоне реактора измерялось с помощью проектной системы внутриреакторного контроля «Гиндукуш» и управляющей вычислительной системы «Комплекс Уран-2». На каждом этапе исследовали влияние положения управляющей группы кассет СУЗ на поле энерговыделения. Диапазон изменения положения управляющей группы кассет СУЗ был выбран 50 см в пределах проектного регулировочного диапазона (150—200 см). Коэффициенты неравномерности в мощности кассет K_q^{max}, твэлов $(K_q \cdot K_к)^{max}$ и по объему активной зоны $(K_q \cdot K_z)^{max}$ удовлетворяют условиям безопасной эксплуатации реактора по энергораспределению в активной зоне (табл. 3).

При имитации застревания стержня СУЗ на нижнем конечном выключателе (НКВ) и положении управляющей группы СУЗ на высоте 225 см коэффициенты неравномерности составляют: $K_q^{max} = 1{,}50$; $(K_q \cdot K_к)^{max} = 1{,}73$; $(K_q \cdot K_z)^{max} = 2{,}12$; нейтронное поле в значительной степени деформируется и показания каналов измерения мощности не соответствуют тепловой мощности реактора. Причем показания ка-

Таблица 2. Испытания реакторной установки на саморегулирование

Способ внесения возмущения	Состояние	Параметры реакторной установки						
		Мощность турбогенератора, МВт	Положение управляющей группы СУЗ, см	Температура теплоносителя на входе в активную зону, °С	Теплоперепад по высо-те активной зоны, °С	Давление в главном паровом коллекторе, кгс/см^2	Давление в первом контуре, кгс/см^2	Тепловая мощность реактора, МВТ
Изменение нагрузки турбогенератора на 16 МВт	Исходное	197	200	260,2	14,7	44	127	690
	Конечное	181	200	262,3	13,6	45	125	632
	Восстановленное	197	200	260,2	14,6	44	126	686
Изменение высоты управляющей группы СУЗ на 9 см	Исходное	181	178	263,0	13,5	46	126	635
	Конечное	172	171	260,4	12,9	44	125	605
	Восстановленное	181	175	262,1	13,4	45	125	629

Таблица 3. Коэффициенты неравномерности энерговыделения

Положение органов СУЗ, см	Уровень мощности, % номинальной мощности								
	50			90			97		
	K_q^{max}	$(K_q \cdot K_к)^{max}$	$(K_q \cdot K_z)^{max}$	K_q^{max}	$(K_q \cdot K_к)^{max}$	$(K_q \cdot K_z)^{max}$	K_q^{max}	$(K_q \cdot K_к)^{max}$	$(K_q \cdot K_z)^{max}$
150	1,29	1,48	1,70	1,25	1,44	1,68	1,25[2*)]	1,44[2*)]	1,64[2*)]
157	1,30	1,50	1,68	1,25	1,44	1,55	—	—	—
200	1,31	1,51	1,66	1,26	1,45	1,50	1,28	1,47	1,68
225[*)]	1,50	1,73	2,12	—	—	—	—	—	—

[*)] Даны значения при застревании стержня СУЗ на НКВ.

[2*)] Приводятся значения для положения СУЗ 157 см.

налов измерения от ионизационных камер занижены вдвое по сравнению с показаниями других каналов.

На номинальном уровне мощности реактора при изменении положения управляющей группы СУЗ со 157 до 200 см наблюдается систематическое занижение показаний АКНП «Суган» по сравнению со значением тепловой мощности. В связи с этим целесообразно проводить тарировку АКНП «Суган» при высоте управляющей группы СУЗ 175 см.

Список литературы

1. Петрунин Д.Н., Беляева Е.Д., Киреева И.Л. Программа БИПР-5: Препринт ИАЭ-2519. — М., 1975.
2. Савчук Ю.И. Программа КР: Препринт ИАЭ-2158. — М., 1971.
3. Ананьев Ю.А., Богачев Г.А. Программа «Шестигранник»: Препринт ИАЭ-2417. — М., 1974.
4. Гуцалов А.Т., Королев Б.А., Литвинов А.Н. и др. Модернизация первой топливной загрузки ВВЭР-440. — Атомная энергия, 1986, т. 61, вып. 2, с. 136—137.

Статья поступила в редакцию
26 июня 1990 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 55—57.

УДК 621.039.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ ЗА КОРПУСАМИ РЕАКТОРОВ ВВЭР-1000

Г.И. Бородкин, С.С. Ломакин, А.А. Утенькин
Научно-технический центр по ядерной и радиационной безопасности
при Госатомнадзоре России, 109280, Москва

Эксперименты по нейтронной дозиметрии выполнены за корпусами двух блоков АЭС с ВВЭР-1000 разных модификаций. Представлены пространственно-энергетические распределения плотности потока нейтронов в зазорах реакторов.

EX-VESSEL NEUTRON FIELD INVESTIGATION AT THE VVER-1000. G.I. BORODKIN, S.S. LOMAKIN, A.A. UTEN'KIN. Ex-vessel neutron dosimetry experiments were performed on two units of NPP with VVER-1000 of different modifications. Space-energy neutron flux distributions at the reactor cavities are presented.

Результаты экспериментов по нейтронной дозиметрии в околокорпусном пространстве ВВЭР-1000 могут использоваться для проверки расчетных значений характеристик поля нейтронов, воздействующих на корпус реактора [1]. Кроме того, при достаточно полной экспериментальной информации и подробном описании конструкции реактора и состояния источника нейтронов в активной зоне можно проводить верификацию расчетных методик применительно к протяженным защитам реакторов с неоднородностями.

Определение плотностей потоков быстрых нейтронов (ППБН) и тепловых нейтронов (ППТН) проводилось активационным методом за корпусами двух реакторов ВВЭР-1000. Конструктивно активная зона и внутрикорпусные устройства этих реакторов имеют отличия. Использовались детекторы ^{237}Np, ^{54}Fe, ^{58}Ni, ^{46}Ti, ^{115}In, ^{103}Rh, ^{27}Al, ^{59}Co и др.

На реакторе 5-го блока НВАЭС у наружной поверхности корпуса на радиусе 230 см получены азимутальные и высотные распределения ППБН и ППТН (рис. 1, 2). Отношение максимума ППБН ($E > 3{,}01$ МэВ) к минимальному значению в азимутальном распределении составило 1,7. По активации наборов детекторов за кампанию работы реактора оценено энергетическое распределение ППБН. При сравнении с полученными аналогичным способом соответствующими ППБН в экспериментальном канале на радиусе 293 см от центра реактора обнаружено, что ППБН ($E > 2{,}35$ МэВ) падает в 2,7 раза от наружной поверхности корпуса до биологической защиты. Для тепловых нейтронов наблюдается обратная зависимость — рост плотности потока в 6,5 раза. Данный факт, а также слабая азиму-

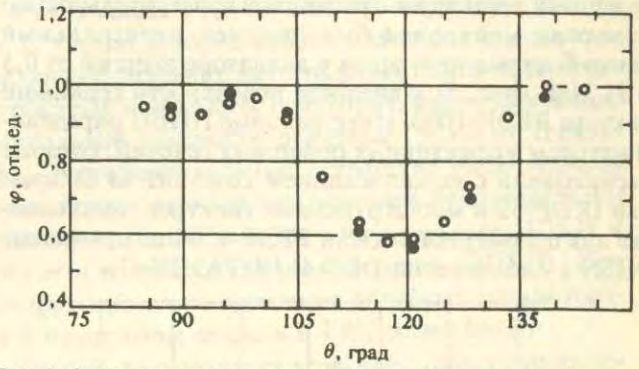


Рис. 1. Азимутальное распределение плотности потока нейтронов с энергиями выше 3,01 МэВ у корпуса ВВЭР-1000 5-го блока НВАЭС на радиусе 230 см и высотах 170 (○) и 67 (●) см

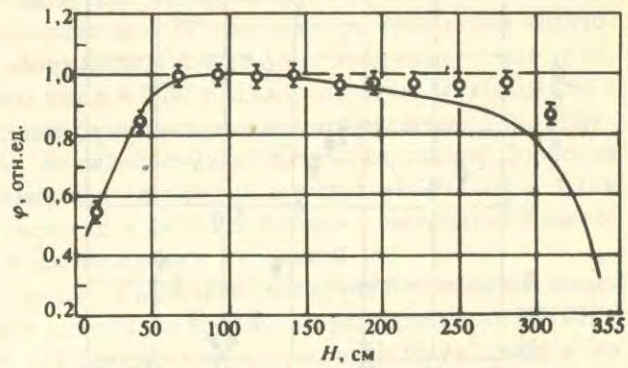


Рис. 2. Высотные распределения плотности потока нейтронов с энергиями выше 2,35 МэВ у корпуса ВВЭР-1000 5-го блока НВАЭС на радиусе 230 см и азимутальном угле 104° (○) и энерговыделения в периферийной ТВС (——), близлежащей к экспериментальной штанге

тельная зависимость ППТН (отношение максимума к минимуму составило 1,14, что существенно ниже, чем для ППБН) свидетельствуют о том, что поле тепловых нейтронов в зазоре за корпусом ВВЭР формируется в основном за счет нейтронов, пришедших из биологической защиты в результате рассеяния и диффузии.

С использованием экспериментальных каналов, установленных у внешней поверхности корпуса серийного реактора ВВЭР-1000, проведено дополнительное исследование характеристик поля нейтронов [1, 2]. Принципиально отличное от реактора 5-го блока НВАЭС азимутальное распределение ППБН получено у корпуса серийного реактора (рис. 3). Максимум ППБН на серийном реакторе наблюдается в азимутальном направлении, соответствующем минимуму ППБН у корпуса 5-го блока. Кроме того, отношение максимума к минимуму в азимутальном распределении ППБН у корпуса серийного реактора ВВЭР-1000 составило 2. Отличие формы распределения ППБР от аналогичной, полученной на 5-м блоке, объясняется другой конфигурацией активной зоны серийного реактора, имеющей 163 ТВС вместо 151 на 5-м блоке, и некоторыми отличиями внутрикорпусных устройств.

Исследования, проведенные во время двух кампаний на серийном реакторе ВВЭР-1000, показали, что при установке выгоревших ТВС на периферию активной зоны ППБН снизилась в 1,6 раза, но при этом форма азимутальной зависимости сохранилась (см. рис. 3). При сравнении высотного профиля энерговыделения в периферийной ТВС и распределения ППБН в одном из вертикальных каналов получено хорошее совпадение (рис. 4). С использованием наборов активационных детекторов с различной чувствительностью к энергии нейтронов был получен интегральный спектр быстрых нейтронов в диапазоне энергий от 0,5 до 11 МэВ (рис. 5) у внешней поверхности серийного реактора ВВЭР-1000. Интегральные ППБН определяли методом эффективных пороговых сечений, которые рассчитывали с использованием констант из библиотеки IRDF-82 и многогрупповых спектров, вычисленных для одномерной модели ВВЭР-1000 по программе ANISN с библиотекой DLC-41/VITAMIN-C.

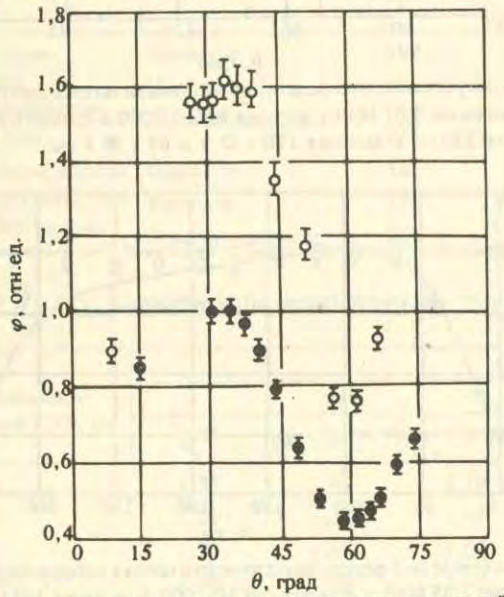


Рис. 3. Азимутальные распределения плотности потока нейтронов с энергиями выше 3,01 МэВ у внешней поверхности корпуса ВВЭР-1000 1-го блока ЮУАЭС во время первой (○) и четвертой (●) кампаний реактора

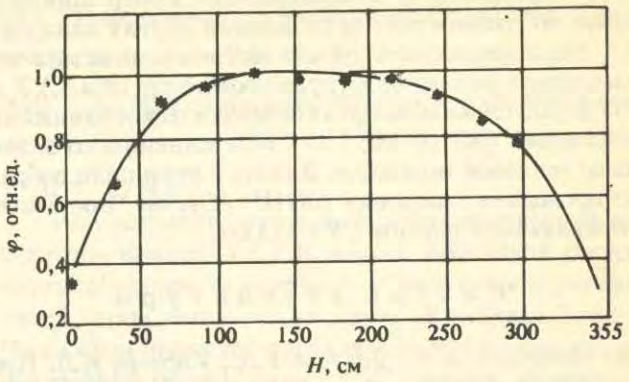


Рис. 4. Высотное распределение плотности потока нейтронов с энергиями выше 3,01 МэВ у внешней поверхности корпуса реактора ВВЭР-1000 1-го блока ЮУАЭС (*) и высотное распределение энерговыделения в периферийной ТВС (—), близлежащей к экспериментальному каналу

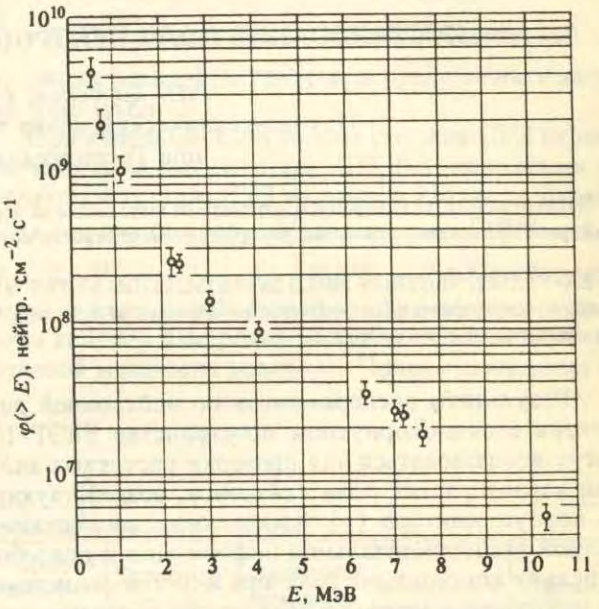


Рис. 5. Энергетическая зависимость интегральной плотности потока быстрых нейтронов у внешней поверхности корпуса серийного реактора ВВЭР-1000

Список литературы

1. Бродкин Э.Б., Бородин А.В., Вихров В.И. и др. Расчетно-экспериментальные характеристики поля быстрых нейтронов в околокорпусном пространстве. Радиационная безопасность и защита АЭС. — М.: Энергоатомиздат, 1987, вып. 12, с. 19—22.
2. Бородкин Г.И., Ломакин С.С., Еремин А.Н. и др. Измерение плотности потока нейтронов в околокорпусном пространстве серийного реактора ВВЭР-1000. Радиационная безопасность и защита АЭС. — М.: Энергоатомиздат, 1987, вып. 12, с. 10—12.

Статья поступила в редакцию
5 июля 1990 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 57—58.

УДК 621.039.5

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА СНИЖЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ НА КОРПУСЕ ВВЭР-440 ПРИ УСТАНОВКЕ КАССЕТ-ЭКРАНОВ

Г.И. Бородкин, С.С. Ломакин, А.А. Утенькин
Научно-технический центр по ядерной и радиационной безопасности
при Госатомнадзоре России, 109280, Москва, ул. Автозаводская, 14/23
С.А. Коданев
Ровенская АЭС, 265921, г. Кузнецовск Ровенской обл., Украина
А.Н. Хмылев
Всесоюзный научно-исследовательский институт по эксплуатации атомных электростанций,
109507, г. Москва, ул. Ферганская, 25

С использованием активационного метода измерены азимутальные и высотные распределения плотности потока нейтронов в зазорах двух блоков АЭС с ВВЭР-440. В результате расчетно-экспериментальных исследований найдено, что максимум плотности потока быстрых нейтронов ($E > 0,5$ МэВ) на внутренней поверхности корпуса ВВЭР-440 может быть уменьшен в три раза после установки 36 кассет-экранов на периферию активной зоны.

CALCULATIONAL AND EXPERIMENTAL EVALUATION OF THE NEUTRON FLUX REDUCTION AT THE VVER-440 PRESSURE VESSEL AFTER INSTALLATION OF THE DUMMY CASSETTES, G.I. BORODKIN, S.S. LOMAKIN, A.A. UTEN'KIN, S.A. KODANEV, A.N. KHMYLEV. By foil activation technique the azimuthal and axial neutron flux distributions at the cavities of two units of NPPs with VVER-440 were measured. As the results of calculational and experimental investigations were found that the maximum fast neutron flux ($E > 0,5$ MeV) in the inner surface of VVER-440 pressure vessel may be reduced by a factor 3 after installation of 36 dummy cassettes at the core periphery.

Необходимость снижения плотности потока быстрых нейтронов (ППБН) на корпусах ВВЭР-440 обусловлена требованиями обеспечения проектного ресурса корпусов. Влияние установки 36 кассет-экранов (КЭ) на периферию активной зоны ВВЭР-440 на ППБН на корпусе реактора можно оценить расчетным способом [1]. Для обоснования достоверности расчетных данных необходимо проводить эксперименты на действующих АЭС.

Расчетно-экспериментальные исследования выполнены для реакторов двух блоков Ровенской АЭС: на блоке № 1 установлены 36 кассет-экранов, на блоке № 2 активная зона полностью состоит из тепловыделяющих сборок (ТВС). Кассеты-экраны помещены вместо наиболее приближенных к корпусу ТВС: позиции № 19, 35, 37 в 30°-ном секторе симметрии (рис. 1). Эксперименты проводились в течение нескольких кампаний на обоих блоках по методике [2]. Использовались активационные детекторы ^{54}Fe, ^{58}Ni, ^{46}Ti, ^{63}Cu, ^{59}Co, ^{60}Ni, ^{55}Mn с долгоживущими продуктами реакций. Для исследований был выбран зазор за корпусами реакторов. Детекторы устанавливались в зазоре у внешней поверхности корпусов и облучались в течение кампании работы реакторов. С учетом истории работы реакторов определены абсолютные значения интегральных плотностей потоков быстрых и тепловых нейтронов, соответствующие номинальной мощности реактора 1375 МВт (тепловых). Экспериментальные устройства располагались таким образом, что удалось измерить азимутальные и аксиальные распределения интегральных ППБН и плотности потока тепловых нейтронов (ППТН). При этом фиксировались состояния активных зон, выгорание и накопление шлаков в ТВС обоих блоков.

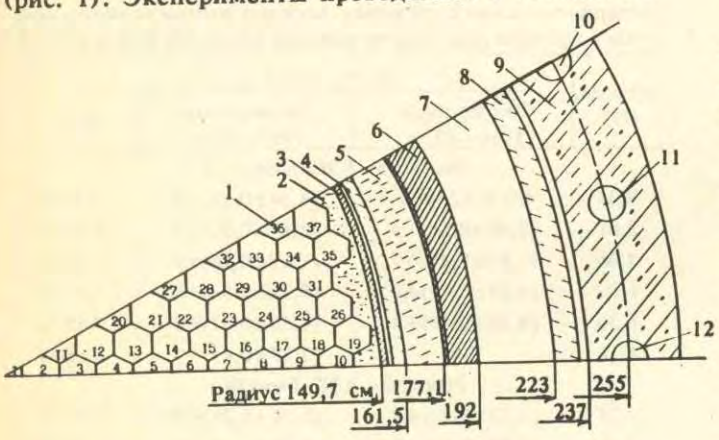


Рис. 1. Схема серийного реактора ВВЭР-440 (разрез 30°-ного сектора симметрии): *1* — активная зона; *2* — «горячая» вода; *3* — корзина; *4* — шахта; *5* — «холодная» вода; *6* — корпус с наплавкой; *7* — воздушный зазор; *8* — теплоизоляция; 9 — бетон; *10*, *11*, *12* — каналы ИК

Расчет характеристик поля нейтронов в околокорпусном пространстве ВВЭР-440 проводился по известным программам DOT-III и ANISN с использованием библиотеки нейтронных констант DLC-23/CASK. Моделировались 30°-ные секторы симметрии реакторов обоих блоков (см. рис. 1). Энерговыделение по сечению каждой ТВС бралось постоянным. Мощности и высотное распределение энерговыделения ТВС получены по накоплению шлаков за кампанию. Значения трехмерных расчетных интегральных ППБН были получены из комбинации одно- и двухмерных расчетов в соответствии с методикой [3].

На рис. 2 показано сравнение расчетных и экспериментальных азимутальных распределений ППБН у внешней поверхности корпусов ВВЭР-440 с КЭ и без них. Наблюдается удовлетворительное совпадение распределений. Экспериментально подтверждено смещение максимума ППБН при установке КЭ.Превы-

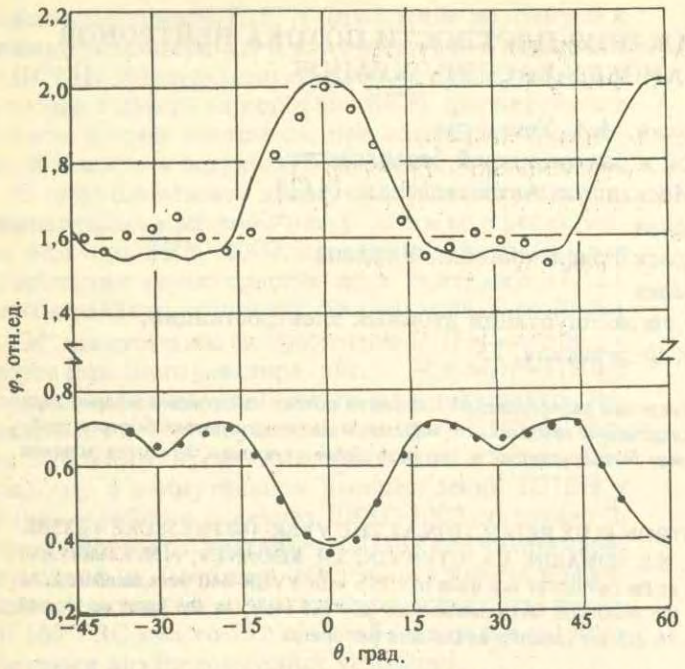


Рис. 2. Расчетные (—) и экспериментальные азимутальные распределения плотности потока нейтронов ($E > 3{,}01$ МэВ) у внешней поверхности корпусов реакторов (радиус 193 см) ВВЭР-440 со штатной загрузкой (полная активная зона) (○) и с 36 кассетами-экранами (●) в активной зоне

шение максимальной плотности потока нейтронов с энергиями выше 2,35 МэВ на радиусе 193 см и на уровне центра активной зоны для реактора без КЭ по отношению к соответствующей величине для реактора с КЭ в эксперименте составило 2,7. Получено практически совпадение аксиальных экспериментальных распределений ППБН ($E > 3{,}01$ МэВ) у корпусов исследуемых реакторов (рис. 3), хотя вертикальные штанги были установлены в разных азимутальных направлениях: 30° — для реактора без КЭ и 24° — для реактора с КЭ в пределах сектора симметрии на рис. 1. Азимутальные и аксиальные распределения ППТН имеют более пологий вид по сравнению с аналогичными распределениями ППБН. Отношение максимумов в азимутальных распределениях ППТН для реактора без КЭ и с КЭ составило 3,4.

Эксперименты показали незначительное различие аксиальных распределений ППБН, полученных при облучении активационных фольг во время двух последовательных кампаний работы блоков, с которыми хорошо совпало расчетное распределение ППБН (рис. 4). Сравнение расчетных и экспериментальных абсолютных максимальных интегральных ППБН на радиусе 193 см приведено в таблице.

Некоторое систематическое увеличение значений ППБН в эксперименте 1987—88 гг. на блоке № 2 может быть объяснено повышенным энерговыделением в периферийных ТВС реактора. Отличие расчетных значений ППБН от экспериментальных не превышает 20%. Расчетное отношение максимумов плотностей потоков нейтронов с энергиями выше 0,5 МэВ на внутренней поверхности корпусов реакторов ВВЭР-440 Ровенской АЭС без КЭ и с ними составило 3.

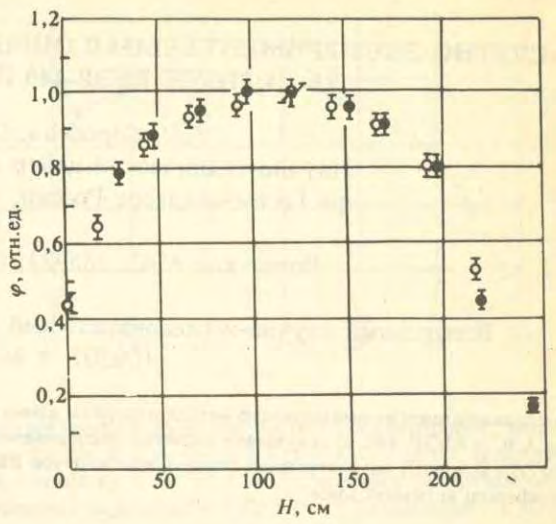


Рис. 3. Высотные распределения плотности потока нейтронов ($E > 3{,}01$ МэВ) у внешней поверхности корпусов реакторов (радиус 195 см) ВВЭР-440 со штатной загрузкой (○) и с 36 кассетами-экранами (●)

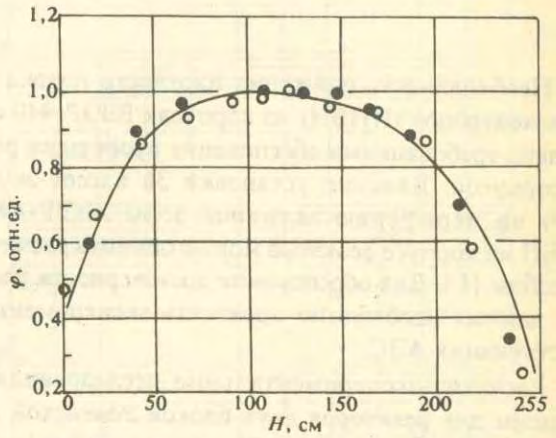


Рис. 4. Высотные распределения плотности потока быстрых нейтронов у внешней поверхности корпуса реактора ВВЭР-440 на радиусе 195 см) и азимутальном угле 90°: ○ — эксперимент 1986—87 гг., ● — эксперимент 1987—88 гг.; — — расчет в (r, z)-геометрии (DOT-III, DLC-23/CASK)

Экспериментальные и расчетные значения плотности потока нейтронов у внешней поверхности корпусов ВВЭР-440 Ровенской АЭС

Энергия, МэВ	$\varphi(> E)$, нейтр./(см^2·с)		
	Эксперимент 1986—87 гг.	Эксперимент 1987—88 гг.	Расчет
	Ровенская АЭС, блок № 2		
2,35	(4,07±0,53)+9*)	(4,34±0,56)+9	4,59+9
3,01	(2,40±0,31)+9	(2,49±0,32)+9	2,71+9
4,06	(1,51±0,24)+9	(1,62±0,26)+9	1,65+9
6,00	(4,99±0,79)+8	(5,22±0,84)+8	5,96+8
6,36	(4,28±0,68)+8	(4,53±0,72)+8	4,88+8
11,6	—	(2,27±0,41)+7	2,16+7
	Ровенская АЭС, блок № 1		
2,35	(1,52±0,20)+9	(1,56±0,21)+9	1,57+9
3,01	(8,94±1,16)+8	(8,97±1,16)+8	9,58+8
4,06	(6,45±1,03)+8	(6,11±1,00)+8	6,05+8
6,00	(2,22±0,35)+8	(2,17±0,34)+8	2,29+8
6,36	(1,92±0,31)+8	(1,86±0,30)+8	1,93+8

*) Запись следует читать: $(4{,}07 \pm 0{,}53) \cdot 10^9$, доверительная вероятность 0,95.

Список литературы

1. Абагян А.А., Кочанов В.А., Лобов В.И. и др. Расчеты потоков быстрых нейтронов в корпусе реакторов ВВЭР для различных вариантов загрузки активной зоны реактора. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1986, вып. 4, с. 52—54.
2. Бородкин Г.И., Березовец А.М., Залетных Б.А. и др. Определение плотности потока нейтронов за корпусом реакторов ВВЭР действующих АЭС. — Атомная энергия, 1988, т. 64, вып. 2, с. 155—156.
3. Бродкин Э.Б., Хрусталев А.В. Методика расчета характеристик поля нейтронов в околокорпусном пространстве реакторов ВВЭР. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1986, вып. 4, с. 50—52.

Статья поступила в редакцию
5 июля 1990 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 59—61.

УДК 621.039.5

СКОРОСТЬ ВОЛНЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА ПРИ ПОВТОРНОМ ОБВОДНЕНИИ

А.И. Достов
Российский научный центр «Курчатовский институт», 123182, Москва

На основе рассмотрения задачи Коши для уравнения одномерной квазилинейной теплопроводности в тонкостенной трубке проведено теоретическое исследование скорости фронта увлажнения при повторном обводнении тепловыделяющего элемента.

THE FUEL ROD OUENCHING WAVE VELOCITY DURING REFLOODING. A.I. DOSTOV. The fundamental concepts of heat transfer such as the velocity, the temperature and the width of the quenching front during reflooding are analysed. There are shown:

1.Tne problem of existence of the constant quenching front velocity is not resolved in a unique fashion. It is reduced to the proof of existence of a travelling wave-type Cauchy problem solution for the equations of the rewetting process.

2. The consistent theoretical analysis of the equations can be performed only in the case when changes of the pressure, the mass flux and the quality may be neglected.

3. The steady quenching front velocity can exist only when certain restrictions are imposed on the function of the heat flux from the fuel rod surface.
The criteria are introduced allow to determine the concept of the quenching temperature in a unique fashion.

Условные обозначения

a — температуропроводность
c — теплоемкость
h — коэффициент теплоотдачи
T — температура стенки
T_l — температура жидкой фазы
T_s — температура насыщения
T_v — температура пара
x — весовое паросодержание
z — продольная координата
α — истинное объемное паросодержание
γ — удельный вес
δ — толщина стенки
λ — коэффициент теплопроводности
ρ — плотность

ВВЕДЕНИЕ

При разработке методов расчета охлаждения на стадии повторного залива тепловыделяющих элементов активной зоны, обезвоженных при авариях с потерей теплоносителя, такие понятия, как фронт увлажнения, температура и скорость фронта являются фундаментальными. Тем не менее, несмотря на большое число исследований по теплообмену в период повторного смачивания, до настоящего времени нет однозначного толкования этих понятий. Следствием этого является недостаточная обоснованность моделей рассматриваемых процессов.

Под фронтом смачивания понимается либо узкая область на поверхности твэла, где происходит снижение температуры от некоторого фиксированного значения (температуры фронта) до температуры насыщения, либо плоскость, по одну сторону которой коэффициент теплоотдачи высокий, а по другую — пренебрежимо мал. При этом разными исследователями температура фронта определяется по-разному [1]. Так, в качестве такой температуры предлагается принимать температуру, при которой достигается максимальный критический тепловой поток T_{CHF}, температуру минимального теплового потока при пленочном кипении T_{MFB}, температуру Лейденфроста и др. Относительно скорости фронта во многих теоретических исследованиях постулируется, что она постоянна и слабо зависит от типа граничных условий, определяющих физический процесс.

Для систематизации основных понятий и результатов этой области теории теплообмена необходимо прежде всего определить уровень теоретических знаний, на котором может быть проведена такая систе-

матизация. Будем исходить из того, что вопрос о существовании постоянной скорости фронта увлажнения сводится к вопросу существования и асимптотического поведения автомодельного решения типа бегущей волны задачи Коши для системы уравнений, описывающих процесс повторного смачивания. Таким образом, мы исследуем поставленный вопрос в рамках системы уравнений, для которой корректна постановка задачи Коши. Эта система уравнений содержит уравнения гидродинамики для двухфазного теплоносителя и уравнение теплопроводности в тепловыделяющем элементе. Следует учитывать, однако, что такие явления, как существование уровня смеси при повторном заливе, унос жидкой фазы паром, захлебывание в противоточном движении фаз, приводят к необходимости выхода за рамки классических уравнений гидродинамики из-за введения дополнительных соотношений и алгоритмов. Задача Коши для таких систем уравнений оказывается некорректной. Это не позволяет при современной теории дифференциальных уравнений математической физики исследовать распространение фронта волны охлаждения в общей постановке. Поэтому в общем случае нет оснований делать утверждение о существовании постоянной скорости фронта. Последовательный теоретический анализ может быть выполнен только в приближении квазилинейной диффузии [2], при котором мы предполагаем, что скорость распространения фронта определяется в основном процессом теплопроводности в твэл.

Приближение квазилинейной диффузии. Рассмотрим простейший случай, когда происходит охлаждение путем залива снизу разогретой до высокой температуры вертикальной тонкостенной трубки, изготовленной из материала с высоким коэффициентом теплопроводности. Распределение температуры по длине этой трубки можно описать параболическим уравнением вида

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{h}{\delta}(T - T_s). \qquad (1)$$

При фиксированном давлении и весовом расходе среды коэффициент теплоотдачи к пароводяной смеси может быть представлен как функция перегрева стенки и равновесного паросодержания, согласно принятой в современных вычислительных кодах концепции поверхности теплового потока [3]:

$$h = h(T - T_s, x_e), \qquad (2)$$

или как функция температуры стенки, температуры жидкой и паровой фаз и истинного объемного паросодержания [4], т.е.

$$h = h(T, T_l, T_v, \alpha). \qquad (3)$$

Разрыв связи уравнения для температурного поля тепловыделяющего элемента с уравнениями гидродинамики для теплоносителя приводит к необходимости в рамках такого анализа пренебречь изменением паросодержания по длине канала и по времени. Это в свою очередь равносильно тому, что при расчете величины стока тепла с поверхности твэла мы остаемся в рамках кривой кипения в большом объеме.

Определив таким образом степень приближения при проведении анализа, введем новые переменные в уравнении (1)

$$\eta = \frac{Z}{\delta}, \quad \mathrm{Fo} = \frac{a\tau}{\delta^2}, \quad \mathrm{Bi} = \frac{h\delta}{\lambda} \qquad (4)$$

и запишем уравнение (1) в виде

$$\frac{\partial T}{\partial \mathrm{Fo}} = \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} - \mathrm{Bi}(T - T_s). \qquad (5)$$

Перегрев стенки относительно температуры насыщения может быть представлен в следующем виде:

$$T - T_s = (T_q - T_s)\left(1 - \frac{T_q - T}{T_q - T_s}\right). \qquad (6)$$

Обозначая

$$\vartheta = \frac{T_q - T}{T_q - T_s},$$

преобразуем уравнение (5):

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \mathrm{Fo}} = \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \eta^2} + \mathrm{Bi}^*(1 - \vartheta), \qquad (7)$$

где Bi^* есть функция ϑ и зависит от разности $T_q - T_s$. Переменная ϑ изменяется в рассматриваемом процессе от 0 до 1. При этом источник

$$Q(\vartheta) = \mathrm{Bi}^*(1 - \vartheta) \qquad (8)$$

при $\vartheta = 1$ равен 0, а при $\vartheta = 0$ может принимать некоторое положительное значение, величина которого зависит от параметра $T_q - T_s$.

Рассмотрим задачу Коши для уравнения (7) при начальном условии

$$\vartheta\big|_{\mathrm{Fo}=0} = \vartheta_0(\eta), \quad \vartheta_0(\eta) \le 1, \quad \eta \in R. \qquad (9)$$

Заметим, что $Q(\vartheta) = 0$ при $\vartheta = 1$ означает, что мы не принимаем во внимание тепловой поток, обусловленный конвекцией к однофазной жидкости при $T = T_s$. Отличие от нуля величины Q при $\vartheta = 0$ означает, что сток тепла при $T = T_q$ не равен нулю независимо от того, какую температуру мы выбираем в качестве T_q. Назовем T_q температурой смачивания или температурой быстрого захолаживания, поскольку при смачивании резко возрастает интенсивность теплоотдачи.

В теории квазилинейных параболических уравнений применительно к рассматриваемой задаче известно следующее [2, 5]. Если функции $Q(\vartheta)$ и $\vartheta(\eta)$ таковы, что

$$Q(0) = Q(1) = 0,$$

$$Q(\vartheta) \text{ больше нуля при } 0 < \vartheta < 1,$$

$$\vartheta_0(\eta) \text{ не убывает,} \qquad (10)$$

$$\vartheta_0(\eta) = 0 \text{ при } \eta < \eta_1,$$

$$\vartheta_0(\eta) = 1 \text{ при } \eta \ge \eta_2, \ (\eta_1 \le \eta_2),$$

то решение $\vartheta(\mathrm{Fo}, \eta)$ задачи Коши (7), (9) существует и при $\mathrm{Fo} \to \infty$ равномерно по η, изменяющемуся на всей числовой оси, стремится к автомодельному решению типа бегущей волны $\vartheta_A(\eta + \nu_0 \mathrm{Fo} + C)$, удовлетворяющему условиям

$$\lim \vartheta_A^0 = 0, \quad \eta \to -\infty, \qquad \lim \vartheta_A^0 = 1, \quad \eta \to \infty. \tag{11}$$

Это автомодельное решение содержит константу C и скорость движения волны ν_0. Зависимость от константы означает, что ϑ_A^0 единственно с точностью до преобразования сдвига. Скорость ν_0 есть минимальная из всех возможных, с которой движется волна. Этот принципиально важный результат был установлен впервые А.Н. Колмогоровым, И.Г. Петровским и Н.С. Пискуновым в работе [6], которая породила целую серию исследований в этой области.

В связи с условиями (10) заметим, что не во всякой системе будет наблюдаться распространение в пространстве зоны быстрого захолаживания. Для этого необходимо, чтобы в начальном состоянии, т.е. в том состоянии, в котором твэл находится на бесконечном расстоянии от фронта при начальной температуре T_q, сток тепла с поверхности строго равнялся нулю. Если это условие не выполнено, то можно найти определенное конечное время, в течение которого твэл, находящийся в начальный момент в фиксированном состоянии, охладится прежде, чем до него дойдет волна. В результате предварительного охлаждения меняется начальное состояние перед фронтом. Следовательно, при $Q(0)$, не равном нулю, режим стационарного распространения волны охлаждения невозможен и отсутствие решения задачи Коши в этом случае вполне согласуется с физической реальностью.

Существующие методы учета влияния этого явления на скорость волны увлажнения связаны с приближенным представлением коэффициента теплоотдачи в этой области в виде убывающей в аксиальном направлении функции экспоненциального типа. Используя этот подход, можно так выбрать T_q, чтобы $Q(0)$ было достаточно малым. В этом смысле вопрос о существовании стационарного распространения фронта увлажнения может быть решен приближенно, но с достаточно хорошим приближением, поскольку $Q(0)$ может быть выбрано как угодно малым. При этом сама операция усечения $Q(\vartheta)$ является необходимой, а произвол в выборе T_q может не приводить к значительному искажению конечного результата, если $Q(0) \ll 1$.

Следует подчеркнуть, что такое представление о температуре смачивания существенно отличается от тех, с которыми нам приходилось встречаться ранее.

Если имеет место сходимость решения задачи (7), (9) при неограниченном возрастании времени к автомодельному решению типа бегущей волны, то вопрос об определении скорости волны в общем случае решается численными методами. Только в частном случае, когда $Q(\vartheta)$ удовлетворяет условиям задачи Колмогорова—Петровского—Пискунова, удалось получить аналитическое выражение для этой скорости. Эта задача ставится следующим образом [6]. Рассматривается процесс диффузии в среде с источниками вида

$$Q(0) = Q(1) = 0,$$
$$Q(\eta) > 0, \quad \vartheta \in (0, 1), \tag{12}$$
$$Q'(0) = \beta > 0, \quad Q'(\vartheta) < \beta, \quad \vartheta \in (0, 1).$$

Примерное поведение такой функции показано на рис. 1. Для уравнения (7) при условиях (12) ставится задача Коши при начальном возмущении в виде ступенчатой функции

$$\vartheta_0(\eta) = 1, \quad \eta \le 0, \qquad \vartheta_0(\eta) = 0, \quad \eta > 0. \tag{13}$$

Тогда вправо начнет двигаться температурная волна. Будем искать автомодельное решение задачи типа бегущей волны:

$$\vartheta_A(\mathrm{Fo}, \eta) = \vartheta_A(\zeta), \quad \zeta = \eta - \nu \mathrm{Fo}. \tag{14}$$

Согласно сформулированной выше теореме такое решение существует. Подстановка (14) в (7) дает обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2\vartheta_A}{d\eta^2} + \nu \frac{d\vartheta_A}{d\eta} + Q(\vartheta_A) = 0 \tag{15}$$

с краевыми условиями

$$\vartheta_A(-\infty) = 1, \quad \vartheta_A(\infty) = 0, \tag{16}$$

которые естественным образом вытекают из вида начальной функции. Здесь следует отметить, что некоторые решения уравнения (7), опубликованные в научной литературе, получены при граничных условиях, которые вводятся без учета начального распределения температуры. В частности, используются краевые условия третьего рода. Кроме того, известные решения найдены для частных видов функции $Q(\vartheta)$.

Положим, следуя [6],

$$\frac{d\vartheta_A}{d\eta} = p.$$

Тогда

$$\frac{d^2\vartheta_A}{d\eta^2} = p \frac{dp}{d\vartheta_A}. \tag{17}$$

Используя это соотношение, из (7) найдем

$$\frac{dp}{d\vartheta_A} = \frac{-\nu p - Q(\vartheta_A)}{p}. \tag{18}$$

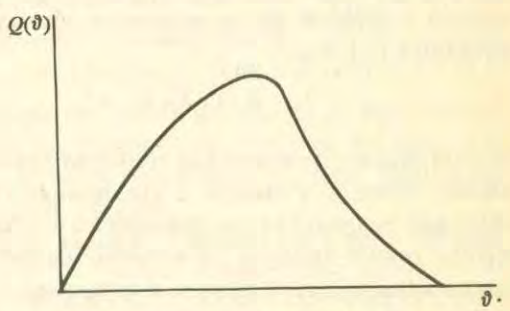


Рис. 1. Функция источника

Нас интересуют те интегральные кривые этого уравнения, которые на плоскости (p, ϑ_A) проходят между прямыми $\vartheta_A = 0$ и $\vartheta_A = 1$. Каждая из точек $\vartheta_A = 0$, $p = 0$ и $\vartheta_A = 1$, $p = 0$ есть особая точка уравнения (18). Искомая интегральная кривая должна приближаться к каждой из этих точек, не пересекая прямых $\vartheta_A = 0$ и $\vartheta_A = 1$. В противном случае они будут закручиваться. Поэтому, чтобы такие кривые существовали для каждой из этих точек, характеристическое уравнение должно иметь действительные корни. Для достаточно малых ϑ_A мы можем представить источник $Q(\vartheta_A)$ в виде

$$Q(\vartheta_A) = \beta\vartheta_A + 0(\vartheta_A). \tag{19}$$

Уравнение (18) при этом примет вид

$$\frac{dp}{d\vartheta_A} = \frac{-\nu p - \beta\vartheta_A}{p}. \tag{20}$$

Поэтому характеристическое уравнение для точки $\vartheta_A = 0$, $p = 0$ запишется следующим образом:

$$\begin{vmatrix} (-\nu - p) & -\beta \\ 1 & -\rho \end{vmatrix} = 0, \tag{21}$$

$$\rho^2 + \nu\rho + \beta = 0. \tag{22}$$

Это уравнение имеет действительные корни, если $\nu^2 \geq 4\beta$.

Составим характеристическое уравнение для точки $\vartheta_A = 1$, $p = 0$. Для этого, сделав замену переменных $\vartheta_A = 1 - \theta_A$, получим

$$\frac{dp}{d\theta_A} = \frac{\nu p + F(\theta_A)}{p}. \tag{23}$$

Заметим, так как $F(\theta_A) = Q(1 - \vartheta_A)$ и $Q'(1) \leq 0$, то

$$F'(1) = -Q'(1) = A \geq 0.$$

Следовательно, $F(\theta_A) = A\theta_A + 0(\theta_A)$ и характеристическое уравнение для точки $\vartheta_A = 1$, $p = 0$ примет вид

$$\begin{vmatrix} \nu - \rho & A \\ 1 & -\rho \end{vmatrix} = 0, \tag{24}$$

что дает

$$\rho^2 - \nu\rho - A = 0. \tag{25}$$

Так как $A \geq 0$, через точку (1, 0) проходят только две интегральные кривые. Одну из них можно исключить из рассмотрения, так как она не проходит через полюс (0, 0).

В работе [6] доказывается, что интегральной кривой, которая проходит через начало координат, соответствует решение уравнения (7), т.е. скорость волны ограничена снизу:

$$\nu \geq \nu_0 = 2\sqrt{\beta}. \tag{26}$$

В этой работе показано, что при больших Fo волна движется со скоростью $\nu = \nu_0$, т.е. минимальной из всех возможных.

Таким образом, скорость волны охлаждения в рассматриваемой задаче зависит от производной от функции источника по температуре стенки в точке, в которой температура стенки равна температуре смачивания T_q, что принципиально отличает полученный результат от известных из литературы аналитических зависимостей для скорости волны охлаждения.

Суммируя изложенное выше, отметим, что явная аналитическая зависимость для скорости волны охлаждения в процессе повторного обводнения может быть получена только в случае, если этот процесс можно описать одним уравнением теплопроводности в твэл с нелинейным источником, который представляется функцией перегрева стенки относительно температуры насыщения. Причем необходимо, чтобы эта функция была выпуклой и принимала нулевые значения на концах интервала $(0, T_q - T_s)$, где T_q — некоторое фиксированное значение температуры стенки, такое, что при $T \geq T_q$ величиной стока тепла можно пренебречь. Температуру T_q при соблюдении этих условий можно определить как температуру смачивания.

Оценка величины скорости волны охлаждения. Тот факт, что скорость волны зависит только от производной в точке T_q может быть использован для приближенных оценок этой величины.

Примем для коэффициента теплоотдачи следующую зависимость:

$$h = h_{CHF}\frac{T_q - T}{T_q - T_{CHF}}. \tag{27}$$

Если ввести в рассмотрение разность $T - T_s$, получим из (27)

$$h = h_{CHF}\frac{T_q - T_s}{T_q - T_s}\left(1 - \frac{T - T_s}{T_q - T_s}\right), \tag{28}$$

что соответствует прямой на рис. 2. Для удельного теплового потока с поверхности найдем

$$q = h_{CHF}\frac{T_q - T_s}{T_q - T_{CHF}}\left(T_q - T_s\right)\left(1 - \frac{T - T_s}{T_q - T_s}\right)\left(\frac{T - T_s}{T_q - T_s}\right). \tag{29}$$

Введем новую переменную

$$\theta = \frac{T - T_s}{T_q - T_s}. \tag{30}$$

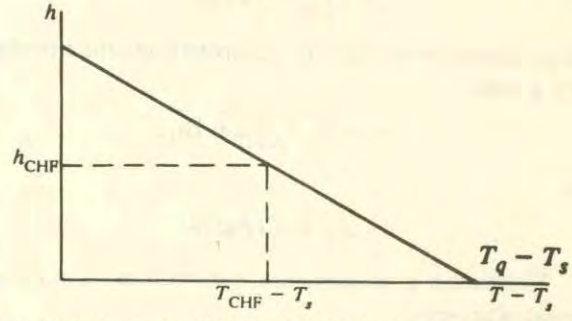


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры стенки

Тогда уравнение теплопроводности в твэл запишется в виде

$$\frac{\partial\theta}{\partial F_0} = \frac{\partial^2\theta}{\partial\eta^2} - \mathrm{Bi}_{\mathrm{CHF}}\frac{T_q - T_s}{T_q - T_{\mathrm{CHF}}}(1-\theta)\theta. \quad (31)$$

Обозначим

$$\mathrm{Bi}_{\mathrm{CHF}}\frac{T_q - T_s}{T_q - T_{\mathrm{CHF}}} = \beta \quad (32)$$

и введем замену переменных

$$\theta = 1 - \vartheta. \quad (33)$$

Таким образом мы получим уравнение

$$\frac{\partial\vartheta}{\partial F_0} = \frac{\partial^2\vartheta}{\partial\eta^2} + \beta(1-\vartheta). \quad (34)$$

В этом уравнении источник отвечает условиям задачи Колмогорова— Петровского—Пискунова. Поэтому на основании изложенного выше можно утверждать, что скорость волны в этом случае равна

$$\nu = 2\sqrt{\beta} = 2\sqrt{\mathrm{Bi}_{\mathrm{CHF}}(T_q - T_s)/(T_q - T_{\mathrm{CHF}})}. \quad (35)$$

Таким образом, в рассматриваемом случае скорость волны зависит от температуры смачивания, температуры, при которой достигается критический тепловой поток, температуры насыщения, а также числа Био, определяемого по коэффициенту теплоотдачи в условиях критического теплового потока.

Для приближенных оценок скорости волны воспользуемся корреляционным соотношением для плотности теплового потока в переходном режиме, предложенным Мак Донау, Милич и Кингом [7]:

$$q = q_{\mathrm{CHF}} - C(P)(T - T_{\mathrm{CHF}}), \quad (36)$$

в котором $C(P)$ — функция давления, заданная с помощью табл. 1.

Таблица 1

Давление, кгс/см^2	$C(P)$, ккал/(м^2·ч·град)
140	4781
80	5765
50	7329

Учитывая, что $q_{\mathrm{CHF}} = h_{\mathrm{CHF}}(T_{\mathrm{CHF}} - T_s)$, с помощью соотношения (36) мы можем получить

$$\frac{T_q - T_s}{T_q - T_{\mathrm{CHF}}} = \frac{C(P)}{h_{\mathrm{CHF}}} + 1. \quad (37)$$

Тогда выражение (35) для скорости волны преобразуется к виду

$$\nu = 2\sqrt{\mathrm{Bi}_{\mathrm{CHF}} + \mathrm{Bi}_1}, \quad (38)$$

где

$$\mathrm{Bi}_1 = C(P)\delta/\lambda. \quad (39)$$

Переходя к размерным величинам, для скорости волны получим

$$u_q = 2\sqrt{\lambda(h_{\mathrm{CHF}} + C(P))/(c\gamma)^2\delta}. \quad (40)$$

Проведем расчеты для случая стальной трубки ($\delta = 1$ мм, $\lambda = 20$ ккал/(м^2·ч·град), $C = 0{,}1$ ккал/(кг·град), $P = 80$ кгс/(см^2).

Численные значения скорости волны в зависимости от коэффициента теплоотдачи представлены в табл. 2.

Таблица 2

h_{CHF}, ккал/(м^2·ч·град)	u_q, см/с
$5\cdot10^4$	1,26
$5\cdot10^4$	2,37
$5\cdot10^5$	3,27
$5\cdot10^5$	7,17

Эти значения удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными результатами [8].

Глубина фронта охлаждения. Исследуя закон движения тепловой волны, естественно определить, как зависит от времени координата точки с некоторой фиксированной температурой. Определим глубину проникновения волны (полуширину) $\eta_{\mathrm{эф}}$ из равенства

$$\vartheta(F_0, \eta_{\mathrm{эф}}(\mathrm{Fo})) = 1/2,$$

т.е. это точка, в которой перегрев стенки относительно температуры насыщения равен половине перегрева в точке, где температура стенки равна температуре смачивания.

Точное выражение для $\eta_{\mathrm{эф}}(\mathrm{Fo})$ для задачи (7), (12) приведено в [2]. Оно имеет вид

$$\eta_{\mathrm{эф}}(\mathrm{Fo}) = 2\sqrt{\beta}\,(\mathrm{Fo}) - \frac{3}{2\sqrt{\beta}}\ln(\mathrm{Fo}) + 0(1). \quad (41)$$

При $\mathrm{Fo} \to \infty$ глубина проникновения волны стремится к своему асимптотическому значению

$$\eta_{\mathrm{эф}}(\mathrm{Fo}) = 2\sqrt{\beta}\ \mathrm{Fo} \quad (42)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вопрос о существовании постоянной скорости волны охлаждения решается не однозначно и сводится к доказательству существования автомодельного решения типа бегущей волны задачи Коши для уравнений, описывающих процесс повторного смачивания.

Последовательный теоретический анализ этих уравнений может быть проведен только для случая, когда изменением давления, весового расхода и паросодержания можно пренебречь.

Постоянная скорость фронта существует, если, кроме того, на функцию стока тепла с поверхности тепловыделяющего элемента наложены определенные ограничения.

Введены критерии, позволяющие однозначно определить понятие температуры смачивания. Ширина фронта смачивания рассматривается как эффективная глубина проникновения волны. Даны оценки сверху для этой величины.

Получено новое соотношение для скорости фронта охлаждения, которое может быть использовано при проведении оценочных расчетов.

Список литературы

1. Делайе Дж. и др. Теплообмен и гидродинамика в атомной и тепловой энергетике. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Самарский А.А. и др. Режимы с обострением в задачах для квазилинейных параболических уравнений. — М.: Наука, 1987.
3. RELAP5/MOD1: Code Manual. Vol. 1: System Models and Numerical Methods, NUREG/CR-1826, 1981.
4. TRAC—BD1/MOD1: An advanced best estimate computer program. Vol. 1: Model description. — NUREG/CR-3633, EGG-2294, 1984.
5. Кинель Я.И. О некоторых задачах уравнений теории горения. — ДАН СССР, 1961, т. 136, с. 277.
6. Колмогоров А.Н. и др. — Бюлл. МГУ, 1937, секция А, 1, вып. 6.
7. ANCR-NUREG-1335-RELAP4/MOD5, 1976, vol. 1, p. 74.
8. Петухов Б.С. и др. Теплообмен в ядерных энергетических установках. — М.: Энергоатомиздат, 1986.

Статья поступила в редакцию
10 мая 1990 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 62—67.

УДК 621.039.5

О ЦЕНАХ РАДИОНУКЛИДОВ

Я.В. Шевелев

Российский научный центр «Курчатовский институт», 123182, Москва

Рассмотрена балансовая (многомишенная, многоцепочечная) модель получения радионуклидов в облучательном устройстве, например в ядерном реакторе. Для ее упрощенной (одномишенной) версии получено сопряженное уравнение. Оно является уравнением для цен радионуклидов. При ограничениях, налагаемых на управления, получаются цены ограничений, аналоги ренты. Цены позволяют улучшить как приближенное решение оптимизационной задачи, так и саму ее постановку.

ON RADIONUCLIDE PRICES. Ya.V. SHEVELEV. A balance multitarget multichain model of radionuclide production in a radiating device, e.g. in the nuclear reactor is considered. The adjoint equation has been obtained for its simplified (single-target) version. It is the equation for radionuclide prices. With restrictions imposed on controller parameters the restriction prices, rent analogous, are obtained. The prices permit both approximated solution of the optimization problem and its very formulation to be improved.

1. О ЦЕННОСТЯХ В ИНЖЕНЕРНЫХ И ЭКОНОМИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ

В [1] ставится вопрос о балансах ценности при производстве радионуклидов в полях нейтронов. Комментируя эту проблему в разделе «Проблемы экономии образования нуклидов», авторы [2] считают ее в такой же мере неразрешимой объективными методами, как и проблему распределения затрат между стружкой и деталью. Тем не менее в обеих работах балансы ценности записываются наряду с материальными балансами, а в [2] к тому же совокупности балансных уравнений обоих видов ставятся в соответствие системы сопряженных уравнений. Между тем давно известно, что сопряженные уравнения и есть балансы ценности, и это нашло отражение в терминологии реакторной физики [3]. Правда, в разных задачах ценность имеет разный смысл и разные размерности. Так, в задачах на критичность реактора рассматривается ценность нейтрона с точки зрения численности популяции нейтронов, точнее, с точки зрения той прибавки к асимптотическому числу нейтронов (или мощности реактора), которую обещают дать данный нейтрон и его возможные потомки. Соответственно и размерность этой ценности — нейтрон/нейтрон (или кВт/нейтрон). В задаче о критичности с учетом обратных связей через радионуклиды ценности в том же смысле приобретают наряду с нейтронами и радионуклиды, влияющие на баланс нейтронов [4]. Экономика оперирует иными ценностями, рубль является измерителем народного благосостояния. Что качается популяции нейтронов, то она в экономике имеет не самодовлеющую, а подчиненную ценность. Как задачи на чувствительность того или иного функционала к вариациям разных параметров, так и задачи на оптимизацию того или иного функционала порождают ценности (сопряженные функции), которые в инженерных задачах имеют вспомогательное значение. Все инженерные задачи подчинены экономической задаче улучшения жизни людей. Поэтому возникающие в этих задачах ценности играют подчиненную роль по отношению к экономической ценности, измеряемой в рублях. Определив достаточно четко место частной инженерной задачи в общей экономической задаче оптимального планирования народного хозяйства, можно установить прямую связь частной ценности с общей, придать ценности нейтрона или нуклида экономический смысл, перевести размерность этой ценности в рубли. При этом окажется, что уравнения для цен (в рублях) имеют привычный физикам вид сопряженных уравнений. Таким образом, балансы ценности (в рублях) можно построить вполне объективно, если сформулировать инженерную задачу как задачу экономическую. Ниже будет показано, как это делается, на примере производства радионуклидов. Попутно заметим, что и задача о ценах стружки и детали разрешима экономическими методами. Как правило, количество и качество стружки, идущей на переплавку, слабо зависят от режима резания, и потому стоимость стружки от стоимости резания практически не зависит. Но если желательно эту слабую зависимость выявить, придется решать задачу не менее сложную, чем задача о ценах радионуклидов. Уравнения для цен сопряжены к уравнениям баланса металла и многого другого, меняющегося при вариациях режима резания*).

*) Именно проблема детали и стружки, получив в 1949 г. большой общественный резонанс [5], пробудила у автора интерес к экономическим исследованиям.

2. МАТЕРИАЛЬНЫЕ БАЛАНСЫ В ПРОИЗВОДСТВЕ РАДИОНУКЛИДОВ

Получение нуклида i в результате исчезновения нуклида j может быть связано с самопроизвольным радиоактивным распадом или с ядерной реакцией, индуцированной внешним облучением. В настоящее время наиболее эффективными внешними агентами следует считать нейтроны независимо от того, получаются они в ядерном реакторе, при термоядерном взрыве, или являются продуктами ядерных реакций с заряженными частицами из ускорителей. При расчетном (в отсутствие мишени) потоке нейтронов Ф вероятность превращения за единицу времени равна

$$B_{ij} = \lambda_j \varepsilon_{ji} + \int \Sigma_j \Phi dE z_{ji}. \qquad (1)$$

Здесь λ_j — постоянная радиоактивного распада; ε_{ji} — выход нуклида i на распад; Σ_j — эффективное макроскопическое сечение с учетом блокировки по отношению к расчетному потоку; z_{ji} — выход нуклида i на реакцию. Сечение Σ_j учитывает все реакции, кроме упругого рассеяния. Если нуклид j не делится, то сумма ε_{ji} по i, как и сумма z_{ji} — единица. При делении каждая из этих сумм больше единицы, но обычно меньше двух (не всегда происходит деление, а при делении, как правило, образуются два, редко три нуклида).

Если обозначить $x_i^{(l)}$ количество нуклидов типа i в мишени l и объединить $x_i^{(l)}$ в вектор $x^{(l)}$, то уравнение материального баланса для нуклидов мишени можно записать в виде ([2], с. 65)

$$dx^{(l)}/dt = B^{(l)}(x, t)x^{(l)}. \qquad (2)$$

Недиагональные элементы матрицы $B^{(l)}$ определяются согласно (1), а диагональные равны (индекс l опущен)

$$B_{jj} = -\lambda_j - \int \Sigma_j \Phi dE. \qquad (3)$$

Если нуклид j не делится, то сумма элементов столбца j в матрице B равна нулю, иначе она положительна (число нуклидов возрастает). Зависимость матрицы B от x связана с тем, что нуклидный состав мишени влияет на блокирование сечений. Зависимость от t связана с тем, что может изменяться уровень потока нейтронов или спектр нейтронов в связи с изменением работы облучательного устройства или перемещением мишени. В частности, мишень может быть выведена из облучательного устройства.

Облучение мишени l начинается в момент t_l и кончается в момент t_{l+1}. В начале облучения, очевидно,

$$x^{(l)}(t_l) \geq 0, \quad l = 1, \ldots, n. \qquad (4)$$

Вид уравнения (2) гарантирует неотрицательность $x^{(l)}$ в течение всего облучения, так что $x^{(l)}(t_{l+1}) \geq 0$. После облучения и, возможно, выдержки («облучение» при Ф = 0) мишень разрушается и на основе содержащихся в ней нуклидов с добавками сырья и при изъятии части продуктов может быть изготовлена новая мишень $l+1$, для которой начальный состав

$$x^{l+1}(T_{l+1}) = x^{(l)}(T_{l+1}) + S^{(l)}, \quad l = 0, 1, \ldots, n. \qquad (5)$$

Здесь $S^{(l)}$ — вектор, описывающий добавку сырья. Отрицательные компоненты $S^{(l)}$ описывают отбор продукции. Вектор $S^{(l)}$ не может быть произвольным, ибо $x^{(l+1)}(t_{l+1})$, согласно (4), неотрицательный вектор. В (5) принято

$$x^{(0)}(t_1) = 0, \quad x^{(n+1)}(t_{n+1}) = 0. \qquad (6)$$

При этом $S^{(0)}$ — подача сырья для первой мишени, $S^{(n)}$ — отрицательная «подача» в последнюю мишень (изъятие из нее продуктов).

Параллельно с облучениями описанной последовательности мишеней могут быть задействованы другие подобные технологические цепочки. В некоторые из моментов T_l может происходить обмен материалами, наработанными в разных цепочках. Для описания такой многоцепочечной технологии нужно придать величинам x, B, S еще один индекс ν — номер цепочки и записать уравнения баланса для всех видов сырья и продуктов. В это уравнение войдут величины ${}^{(\nu)}S^{(l)}$ для разных цепочек, подача сырья во всю систему и отбор продукта из всей системы:

$$S^{(l)} = \sum_{\nu} {}^{(\nu)}S^{(l)}, \quad l = 0, 1, \ldots, n. \qquad (7)$$

Описанная многомишенная многоцепочечная технология имеет две простые предельные разновидности: $n = 1$ и $n = \infty$. Одномишенная схема не требует комментариев. В идеальной схеме $n = \infty$ число цепочек равно числу нуклидов. Каждый нуклид облучается в своей цепочке мишеней и между цепочками идет бесконечно частый обмен, удаляющий из цепочки образующиеся в ней «чужие» нуклиды [6]. Эта идеальная система описывается уравнением (3), в котором, однако, матрица B устроена особым образом: для расчета элементов столбца j используется поток нейтронов Φ_j, в котором облучаются нуклиды j. В обоих предельных случаях индекс l оказывается излишним.

Ради простоты изложения в дальнейшем рассматривается только одномишенная технология.

3. ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОИЗВОДСТВА РАДИОНУКЛИДОВ

Оптимизация — неотъемлемая часть инженерной деятельности. В то же время только оптимизация придает смысл такому понятию социалистической*) экономики, как цена. Ресурс имеет цену, равную увеличению уровня жизни населения (в рублях) от использования чудом возникшей единицы ресурса [7]. Но если план не оптимален, то можно увеличить уровень жизни и без дополнительного ресурса, а можно, напротив, так плохо спланировать хозяйство при наличии дополнительного ресурса, что уровень жизни понизится. В первом случае получим бесконечную цену ресурса, а во втором — отрицательную. Только срав-

*) Работа выполнена до начала перестройки.

нение оптимальных планов (с дополнительным ресурсом и без него) придает цене определенность.

Можно, однако, искусственно ограничить множество планов, на котором производится сравнение, и получить приближенные значения цен, используя не оптимальный план, а его упрощенную модель. Именно такой прием практикуется в инженерных предплановых исследованиях. В зависимости от цели инженерного исследования составляются модели с большим или меньшим огрублением реальной ситуации. В ряде случаев хорошую службу может сослужить модель с бесконечно частым изменением режима облучения мишени. Именно в рамках этой модели будет теперь сформулирована оптимизационная задача.

Режим облучения можно изменить многими способами. Можно изменить режим работы облучательного устройства. Можно изменить положение мишени в устройстве. Можно переместить мишень из одного устройства в другое. Каждый режим характеризуется своей зависимостью потока от энергии нейтрона. Придадим режиму индекс $\varkappa$ и будем считать $\varkappa$ параметром, меняющимся непрерывно на интервале (0, 1). Все доступные режимы отображаются на этот интервал. Пусть $\theta_\varkappa(t)d\varkappa$ — доля времени, приходящаяся на режимы в интервале $\varkappa$, $\varkappa + d\varkappa$. Очевидно,

$$\int_0^1 \theta_\varkappa(t)d\varkappa = 1, \quad \theta_\varkappa \geq 0. \tag{8}$$

Тогда

$$B(x, t) = \int_0^1 \theta_\varkappa(t)B_\varkappa(x, t)d\varkappa; \tag{9}$$

элементы матрицы $B_\varkappa(x, t)$ рассчитываются по (1), (3) при потоке $\Phi_\varkappa$ в режиме $\varkappa$. Одним из доступных режимов облучения может быть выдержка ($\Phi_\varkappa = 0$).

В данной модели искусственно ограниченное множество планов — это множество функций $\theta_\varkappa(t)$, удовлетворяющих (8), а также множество значений величин $(t_2 - t_1)$ и $x(t_1)$. Модель игнорирует как потери времени на смену режима (например, на перемещение мишени из одного устройства в другое), так и сопутствующие смене режима затраты разнообразных ресурсов. Модель может использоваться в том случае, когда при умеренной частоте смены режимов достигается практически такое же накопление продуктов, как и при бесконечно высокой частоте. Тогда реальные потери на смены режима могут оказаться пренебрежимо малыми.

Помимо затрат на смену режимов, неучитываемых в модели, имеются затраты разнообразных ресурсов на само осуществление облучения, а также на сырье, изготовление мишени, извлечение продуктов. Эти затраты учесть можно. Во всякой локальной экономической задаче (не в задаче составления всего народнохозяйственного плана) часть ресурсов считается оцененной в рублях до начала решения. Предполагается, что соответствующие цены не зависят от исхода решения локальной задачи. Будем считать, что все ресурсы, расходуемые в связи с облучением мишени, ее созданием и деструкцией, уже имеют цены (в рублях). Пример расчета цены нейтрона, переданного мишени исследовательским реактором, приведен в [8]. В данном случае удобнее ценить не переданные нейтроны, а время облучения мишени в условиях $\varkappa$ (в потоке $\Phi_\varkappa$). За единицу времени облучения народное хозяйство тратит ресурсы суммарной стоимостью $з_\varkappa(x, t)$. Зависимость прокатной цены $з_\varkappa$ от x связана с влиянием нуклидов мишени на баланс нейтронов реактора, если облучательное устройство — реактор. Дисконтированные (приведенные к началу облучения) затраты [9] при норме дисконтирования p равны

$$З = \int_{t_1}^{t_2} e^{-p(t-t_1)}dt \int_0^1 з_\varkappa\left(x(t), t\right)\theta_\varkappa(t)d\varkappa +$$

$$+ з_{миш}\left(x(t_1), t_1\right) + з_{извл}\left(x(t_2), t_2\right)e^{-p(t_2-t_1)}. \tag{10}$$

Здесь $з_{миш}$ — затраты на изготовление мишени и закупку сырья для нее; $з_{извл}$ — затраты на извлечение продуктов. Разным функциям $\theta_\varkappa(t)$, т.е. разным планам облучения, соответствуют разные приведенные затраты З и разные количества нуклидов $X(t_2)$, которые можно извлечь из мишени. Момент деструкции мишени t_2 также подлежит выбору. Еще один управляемый параметр — количество сырья в мишени, $x(t_1)$.

Для полноценного формулирования экономической оптимизационной задачи необходимо иметь не только баланс ресурсов в процессе производства продукции, но и аналогичный баланс в процессе ее использования. Продукция приносит пользу, экономя ресурсы (если не является средством непосредственного удовлетворения потребностей человека). Экономией ресурсов определяется цена потребления продукции, производная от экономии по объему потребленной продукции. Разница между дисконтированной экономией от потребления продукции и дисконтированными затратами на ее производство — это экономический эффект Э. Его следует максимизировать [10].

Если $ц_{потр}(x, t)$ — цена потребления, то

$$Э = e^{-p(t_2-t_1)} \int_0^{x(t_2)} ц^{т}_{потр}(x, t_2)dx - З. \tag{11}$$

Компоненты $ц_{потр}$, соответствующие тем компонентам x, которые не находят полезного применения, равны нулю.

На управляемые параметры $\theta_\varkappa(t)$, t_2, $x(t_1)$ могут быть наложены ограничения. Они появляются в результате упрощения задачи оптимального планирования. Анализ более точной модели мог показать, что переход управляемых параметров за некоторые границы связан с резким увеличением расходования ресурсов, не учитываемых явно в рассматриваемой упрощенной модели (косвенно они учитываются в ценах

облучения и сырья). Тогда максимизация Э должна осуществляться при дополнительных условиях, скажем, такого вида

$$\theta_{\varkappa}(t) \le \theta_{\varkappa\ \text{пред}}(t); \qquad (12)$$

$$x(t_1) \le x_{\text{пред}}(t_1). \qquad (13)$$

Разумеется, (12) не должно препятствовать выполнению (8), так что

$$\int_0^1 \theta_{\varkappa\ \text{пред}}(t)d\varkappa \ge 1, \quad \theta_{\varkappa\ \text{пред}}(t) \ge 0. \qquad (14)$$

4. РАСЧЕТ ИЗМЕНЕНИЯ ЦЕН РАДИОНУКЛИДОВ В ПРОЦЕССЕ ОБЛУЧЕНИЯ

Если оптимизационная задача решена, так что известны функции $x(t)$, $\theta_{\varkappa}(t)$, а также момент t_2, то можно найти вектор цен радионуклидов ц(t) для любого момента t из интервала (t_1, t_2). С этой целью будем чудесным образом добавлять в мишень радионуклиды в малых количествах. Интенсивность добавления можно описать вектором $\varepsilon(t)$. Тогда уравнение баланса (2) приобретает дополнительный член источника ε. Согласно определению цены оптимальный план новой задачи будет иметь функционал, отличающийся от старого функционала Э в линейном по ε приближении на

$$\delta\text{Э} = \int_{t_2}^{t_2} e^{-p(t-t_1)}\text{ц}^{\text{т}}(t)\varepsilon(t)dt. \qquad (15)$$

Найдя δЭ, можно из (15) определить ц(t).

В новом плане $x(t)$ будет отличаться на $\delta x(t)$ от x для старого плана. Что касается управления, то оно тоже изменится. Однако при расчете δЭ в линейном по ε приближении, т.е. в соответствии с (15), вариацией управления можно пренебречь. Там, где управление вышло на ограничения из-за малости ε, т.е. малого отличия нового плана от старого, по-прежнему, управление будет находится на границе разрешенной области. Там, где управление не вышло на ограничение, оно определяется классическими условиями оптимальности, т.е. в линейном приближении вариация управления не сказывается на функционале. Поэтому при расчете ц можно считать, что управление не варьируется. Тогда согласно (2), (9) для δx получим уравнение

$$\frac{d\delta x(t)}{dt} = \int_0^1 \theta_{\varkappa}(t)\left[B_{\varkappa}(x,\ t) + Q_{\varkappa}(x,\ t)\right]d\varkappa\ \delta x(t) + \varepsilon(t). \qquad (16)$$

Происхождение матрицы Q связано с тем, что B зависит от x. Изменение компоненты x_i вектора x меняет B на $[\partial B_{\varkappa}(x,\ t)/\partial x_i]\,\delta x_i$, а изменение всех компонент дает прибавку к $B_{\varkappa}(x,\ t)x$, равную $\sum_i \left[\partial B_{\varkappa}(x,\ t)/\partial x_i\right] x\delta x_i$, что можно представить как $Q_{\varkappa}\delta x$, если столбцы матрицы $Q_{\varkappa}$ — это векторы $\left[\partial B_{\varkappa}(x,\ t)/\partial x_i\right]x$:

$$Q_{\varkappa} = \left(\frac{\partial B_{\varkappa}}{\partial x_1}x,\ \frac{\partial B_{\varkappa}}{\partial x_2}x, \ldots\right). \qquad (17)$$

Варьируя Э при неизменном управлении, получим, согласно (11), (10),

$$\delta\text{Э} = e^{-p(t_2-t_1)}\left[\text{ц}^{\text{т}}_{\text{потр}}(x(t_2),t_2) - \text{ц}^{\text{т}}_{\text{извл}}(x(t_2),t_2)\right]\delta x(t_2) - \int_{t_1}^{t_2} e^{-p(t-t_1)}dt\int_0^1 \text{ц}^{\text{т}}_{\varkappa}(x(t),t)\theta_{\varkappa}(t)d\varkappa\ \delta x, \qquad (18)$$

где

$$\text{ц}_{\text{извл}}(x,t) = d\text{з}_{\text{извл}}(x,t)/dx, \quad \text{ц}_{\varkappa}(x,t) = d\text{з}_{\varkappa}(x,t)/dx. \qquad (19)$$

Для того чтобы исключить из (18) δx, заменить его на ε, запишем сопряженное к (16) уравнение

$$-\frac{d\psi(t)}{dt} = \int_0^1 \theta_{\varkappa}(t)\left\{\left[B^{\text{т}}_{\varkappa}(x(t),t) + Q^{\text{т}}_{\varkappa}(x(t),t)\right]\psi(t) - e^{-p(t-t_1)}\text{ц}_{\varkappa}(x(t),t)\right\}d\varkappa. \qquad (20)$$

По общему правилу [3] умножим (16) слева на $\psi^{\text{т}}$, а (20) слева на $\delta x^{\text{т}}$ и проинтегрируем разность полученных соотношений:

$$\int_{t_1}^{t_2}\left(\psi^{\text{т}}\frac{d\delta x}{dt} + \delta x^{\text{т}}\frac{d\psi}{dt}\right)dt = \int_0^1 d\varkappa\int_{t_1}^{t_2}\theta_{\varkappa}(t)\left[\psi^{\text{т}}(B_{\varkappa} + Q_{\varkappa})\delta x - \delta x^{\text{т}}(B^{\text{т}}_{\varkappa} + Q^{\text{т}}_{\varkappa})\psi + e^{-p(t-t_1)}\delta x^{\text{т}}\text{ц}_{\varkappa}\right]dt + \int_{t_1}^{t_2}\psi^{\text{т}}\varepsilon dt.$$

Поскольку $\delta x^{\text{т}}d\psi/dt = d\psi^{\text{т}}/dt\delta x$ и $\psi^{\text{т}}(B_{\varkappa} + Q_{\varkappa})\delta x = \delta x^{\text{т}}(B^{\text{т}}_{\varkappa} + Q^{\text{т}}_{\varkappa})\psi$, к тому же $\delta x(t_1) = 0$, получаем соотношение

$$\psi^{\text{т}}(t_2)\,\delta x(t_2) = \int_{t_1}^{t_2}dt\int_0^1 d\varkappa\ e^{-p(t-t_1)}\text{ц}^{\text{т}}_{\varkappa}(x(t),t)\theta_{\varkappa}(t)\delta x(t) + \int_{t_1}^{t_2}\psi^{\text{т}}(t)\varepsilon(t)dt. \qquad (21)$$

С его помощью (18) преобразуется к виду

$$\delta\text{Э} = \int_{t_1}^{t_2}\psi^{\text{т}}(t)\varepsilon(t)dt + \left\{e^{-p(t_2-t_1)}\left[\text{ц}^{\text{т}}_{\text{потр}}(x(t_2),t_2) - \text{ц}^{\text{т}}_{\text{извл}}(x(t_2),t)\right] - \psi^{\text{т}}(t_2)\right\}\delta x(t_2).$$

Наконец, поставив к (20) граничное условие

$$\psi(t_2) = e^{-p(t_2-t_1)}\left[\text{ц}_{\text{потр}}(x(t_2),t_2) - \text{ц}_{\text{извл}}(x(t_2),t_2)\right], \qquad (22)$$

получим

$$\delta\Э = \int_{t_1}^{t_2} \psi^{\mathrm{T}}(t)\varepsilon(t)dt. \qquad (23)$$

Сопоставляя (15) и (23), видим, что

$$\text{ц}(t) = e^{p(t-t_1)}\,\psi(t). \qquad (24)$$

Согласно (20, (22) для вектора цен нуклидов получаем

$$-\frac{d\text{ц}}{dt} = \int_0^1 \theta_{\text{ж}}(t)\left\{\left[B_{\text{ж}}^{\mathrm{T}}(x(t),t) + Q_{\text{ж}}^{\mathrm{T}}(x(t),t)\right]\text{ц}(t) - \right.$$

$$\left. - \text{ц}_{\text{ж}}(x(t),t)\right\} dx - p\text{ц}(t); \qquad (25)$$

$$\text{ц}(t_2) = \text{ц}_{\text{потр}}(x(t_2),t_2) - \text{ц}_{\text{извл}}(x(t_2),t_2). \qquad (26)$$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Уравнение (25) не совпадает с балансами ценности в [1], [2]. Это показывает, что в данном вопросе рискованно полагаться на здравый смысл — надежнее пользоваться формальными правилами сопряжения. Проблема «разнесения» затрат на отдельные виды продукции также может быть решена объективно с помощью (25). Если еще не исследован вопрос об оптимальном использовании продукции, так что неизвестна функция $\text{ц}_{\text{потр}}(x, t)$, то не только нет возможности воспользоваться граничным условием (26), но и нет возможности правильно поставить оптимизационную задачу. Тем не менее в исследовательских целях полезно бывает решить серию задач с разными заданными соотношениями выхода разных видов продукции, т.е. с разными дополнительными условиями, налагаемыми на $x(t_2)$. Каждой такой задаче отвечает свое значение $\text{ц}(t_2)$, т.е. свои цены продуктов. Объективно устанавливаемое таким способом «распределение» затрат зависит от требуемого соотношения на выход разных видов продукции. Но само требуемое соотношение остается произвольным, пока не известна функция $\text{ц}_{\text{потр}}(x, t)$.

В частном случае, когда в исследовательской оптимизационной задаче требуется максимизировать выход одного продукта [11], так что остальные продукты не ценятся, вместо (26) можно занулить компоненты $\text{ц}_{\text{потр}}(x(t_2), t_2)$, не относящиеся к ценимому продукту и сырью, и задать сырьевые компоненты $\text{ц}_{\text{потр}}(x(t_2), t_2)$ и $\text{ц}(t_1)$. Этого достаточно для расчета $\text{ц}(t)$. Но полученный план экономически не оптимален.

Цены радионуклидов могут быть рассчитаны по (25), (26) и в том случае, когда план не оптимален. Не будучи ценами оптимального плана, они тем не менее приносят пользу: позволяют улучшить план. Например, допустимая вариация $\theta_{\text{ж}}$ на интервале dt, с одной стороны, увеличивает, согласно (10), затраты на

$$\delta\text{З} = e^{-p(t-t_1)}dt\int_0^1 \text{з}_{\text{ж}}(x(t),t)\delta\,\theta_{\text{ж}}(t)dx,$$

а с другой, — согласно (2), (9), меняет интенсивность получения радионуклидов на величину $\varepsilon = \int_o^1 B_{\text{ж}}(x(t), t)\delta\theta_{\text{ж}}(t)dx$, что само по себе обещает увеличить экономический эффект, согласно (15), на $\delta\Э = e^{-p(t-t_1)}\text{ц}^{\mathrm{T}}(t)\varepsilon(t)dt$. Получаем локальную оптимизационную задачу: подобрать $\delta\theta_{\text{ж}}(t)$, не нарушающее условий (8), (12) и максимизирующее функционал $\int_o^1 f_{\text{ж}}(t)\delta\theta_{\text{ж}}(t)dx$, где $f_{\text{ж}}(t) = \text{ц}^{\mathrm{T}}(t)\,B_{\text{ж}}(x(t), t)\,x(t) - \text{з}_{\text{ж}}(x(t),t)$. Решение этой задачи дано в приложении. Улучшив таким образом режимы облучения, можно пересчитать $x(t)$ по (2) при заданном $x(t_1)$ и $\text{ц}(t)$ по (25), (26). Аналогично можно проверить оптимальность величин $x(t_1)$, t_2 и улучшить их выбор. Так $(\text{ц}^{\mathrm{T}}(t_1) - \text{ц}_{\text{миш}}^{\mathrm{T}}(x(t_1), t_1))\,\delta x(t_1)$ — критерий исправления $x(t_1)$, согласующегося с (13), а дифференцирование (11) по t_2 дает

$$e^{p(t_2-t_1)}d\Э/dt_2 = p[\text{з}_{\text{извл}}(x(t_2), t_2) -$$

$$- \int_0^{x(t_2)} \text{ц}_{\text{потр}}^{\mathrm{T}}(x,t_2)dx] + \int_0^1 \theta_{\text{ж}}(t_2)[\text{ц}^{\mathrm{T}}(t_2)B_{\text{ж}}(x(t_2),t_2)\,x(t_2) -$$

$$- \text{з}_{\text{ж}}(x(t_2),t_2)]dx + \int_0^{x(t_2)} [\partial\text{ц}_{\text{потр}}^{\mathrm{T}}(x,t_2)/\partial t_2]dx -$$

$$- \partial\text{з}_{\text{извл}}(x(t_2),t_2)/\partial t_2,$$

что позволяет скорректировать t_2.

Если улучшить $\theta_{\text{ж}}$, $x(t_1)$, t_2 не удается, значит получен локально-оптимальный план. Теория Л.С. Понтрягина и его учеников [12] обосновывает для ряда условий единственность локально-оптимального плана. В иных, не подпадающих под теорию случаях, приходится проверять, не получится ли другой, лучший локально-оптимальный план при других начальных приближениях.

Помимо цен радионуклидов, оптимизация $\theta_{\text{ж}}$ дает цену ограничения $\theta_{\text{жпред}}$ (см. приложение), устанавливающую связь между сдвигом ограничения $\delta\theta_{\text{жпред}}$ и экономическим выигрышем: $\delta\Э = \int_{t_1}^{t_2} e^{-p(t-t_1)}dt\int_0^1 \text{ц}_{\theta_{\text{жпред}}}(t)\delta\theta_{\text{жпред}}(t)dx$. Цена $\text{ц}_{\theta_{\text{жпред}}}$ позволяет провести ревизию обоснованности ограничения $\theta_{\text{жпред}}$. Таким образом, цены дают возможность улучшать как решение локальной плановой задачи, так и саму ее постановку.

Приложение. ОПТИМИЗАЦИЯ θ И ЦЕНА ОГРАНИЧЕНИЯ $\theta_{\varkappa\,\text{пред}}$

Функционал $\int_0^1 f_\varkappa(t)\delta\theta_\varkappa(t)d\varkappa$ лишь постоянным слагаемым отличается от $J(t) = \int_0^1 f_\varkappa(t)\theta_\varkappa(t)d\varkappa$. Будем максимизировать J при ограничениях (8), (12). Вначале решим задачу, игнорируя ограничение $\theta_{\varkappa\text{гран}}$. Пусть M — множество значений $\varkappa$, на которых $f_\varkappa$ достигает наибольшего значения, $\overline{M}$ — дополнительное множество, так что $f_{\varkappa_1} < f_{\varkappa_2}$, когда $\varkappa_1 \in \overline{M}$, $\varkappa_2 \in M$ и $f_{\varkappa_1} > f_{\varkappa_2}$, когда $\varkappa_1 \in M$, $\varkappa_2 \in \overline{M}$. Если в M имеется только один элемент $\varkappa_0$, то оптимальное $\theta_\varkappa$ — это дельта-функция с центром в $\varkappa_0$. При большем числе элементов получаем «классическое» управление: $\theta_\varkappa(t) = 0$ при $\varkappa \in \overline{M}$, а распределение интеграла от $\theta_\varkappa$ по элементам M определяется условием $f_\varkappa(t) = \varphi(t)$ при $\varkappa \in M(t)$, где $\varphi(t)$ — неизвестная функция на интервале классического управления, не зависящая от $\varkappa$. Если при неклассическом управлении оптимизация $\theta_\varkappa(t)$ — локальная по t задача, то при классическом управлении она таковой не является.

Решение задачи без ограничения $\theta_{\varkappa\text{гран}}$ может удовлетворять этому ограничению. Но может оказаться, что это решение требует непомерно большой доли времени для облучения мишени в том месте, которое является дефицитным, ибо используется в иных целях. Если найденное оптимальное $\theta_\varkappa$ нарушает (12), способ решения задачи меняется.

Построим лагранжиан $\Lambda = J - \lambda\left(\int_0^1 \theta_\varkappa d\varkappa - 1\right)$, где λ — множитель Лагранжа. Поскольку $\Lambda = \lambda + \int_0^1 (f_\varkappa - \lambda)\theta_\varkappa d\varkappa$, оптимальное $\theta_\varkappa$ равно $\theta_{\varkappa\text{пред}}$ при $f_\varkappa - \lambda \geq 0$ и нулю при $f_\varkappa - \lambda < 0$. Следует выбрать λ так, чтобы это решение удовлетворяло нормировке (8). Пусть $F = \int_{f_\varkappa \geq \lambda} f_\varkappa \theta_{\varkappa\text{пред}} d\varkappa$; $G = \int_{f_\varkappa \geq \lambda} \theta_{\varkappa\text{пред}} d\varkappa$. Эти соотношения в параметрической форме (с параметром λ) устанавливают функциональную связь $F(G)$. При правильном выборе λ должно быть $G = 1$, $J = F$. Следовательно, $J = F(1)$.

При варьировании $\theta_{\varkappa\text{пред}}$ варьируются F и G. $\delta F = \int_{f_\varkappa \geq \lambda} f_\varkappa \delta\theta_{\varkappa\text{пред}} d\varkappa$, $\delta G = \int_{f_\varkappa \geq \lambda} \delta\theta_{\varkappa\text{пред}} d\varkappa$. Кроме того, изменяется λ, из-за чего F и G меняются дополнительно на ΔF и ΔG, причем $\Delta F = \left(\frac{dF}{dG}\right)\Delta G$. Поскольку G должно остаться равным единице, $\delta G + \Delta G = 0$. Поэтому $\delta F + \Delta F = \delta F - \left(\frac{dF}{dG}\right)\delta G$, так что $\delta J = \delta F - \left(\frac{dF}{dG}\right)\delta G$. Экономический эффект от сдвига ограничения равен

$$\delta Э = \int_{t_1}^{t_2} \delta J dt = \int_{t_1}^{t_2} e^{-p(t-t_1)} dt \int_0^1 ц_{\theta_{\varkappa\text{пред}}}(t) \cdot \delta\theta_{\varkappa\text{пред}}(t) d\varkappa,$$

где

$$ц_{\theta_{\varkappa\text{пред}}} = e^{-p(t-t_1)}\left(f_\varkappa(t) - \frac{dF}{dG}\right)\begin{cases} 1 \text{ при } f_\varkappa(t) \geq \lambda(t) \\ 0 \text{ при } f_\varkappa(t) < \lambda(t) \end{cases}.$$

Список литературы

1. Кормушкин Ю.П., Климов А.В., Топоров Ю.Г. Распределение затрат при накоплении изотопов трансурановых элементов. — Атомная энергия, 1976, т. 41, вып. 2, с. 102.
2. Круглов А.К., Рудик А.П. Реакторное производство радиоактивных нуклидов. — М.: Энергоатомиздат, 1985, с. 84.
3. Усачев Л.Н. Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реактора и теория возмущений. — В кн.: Реакторостроение и теория реакторов. — М.: АН СССР, 1955, с. 251.
4. Зарицкий С.М., Айрапетян А.А. Ценность нейтронов и ядер различных изотопов в некоторых задачах кинетики нейтронного поля и изотопного состава размножающих систем: Препринт ИАЭ-3607/8. — М., 1978.
5. Шаумян . На коленях перед Тейлором. — Литературная газета № 81, 8 октября 1949 г. Дискуссия: 12, 19, 29 октября.
6. Рудик А.П., Герасимов А.С., Киселев Г.В. Идеальный цикл облучения нуклидов: Препринт ИТЭФ, № 83. — М., 1985.
7. Крамеров А.Я., Шевелев Я.В. Инженерные расчеты ядерных реакторов. — М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 543.
8. Коченов А.С., Шевелев Я.В. К вопросу о цене нейтрона в исследовательском реакторе: Препринт ИАЭ-2590. — М., 1973.
9. Шевелев Я.В. Применение дисконтированных затрат для оценки хозяйственных мероприятий в ядерной энергетике. — Экономика и математические методы, 1984, т. XX, вып. 6, с. 1103.
10. Федоренко Н.П., Львов Д.С., Петраков Н.Я. О критериях и методах оценки экономической эффективности хозяйственных мероприятий. — Экономика и математические методы, 1982, т. XVIII, вып. 1.
11. Рудик А.П. Оптимизация физических характеристик ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1979, с. 258.
12. Болтянский В.Г. Математические методы оптимального управления. — М.: Наука, главная редакция физико-математической литературы, 1969. — 408 с.

Статья поступила в редакцию
13 августа 1990 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 68—73.

СОДЕРЖАНИЕ

ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Абрамов Б.Д. Полностью сбалансированный многогрупповой метод 3

Бибичев Б.А., Кожарин В.В. Экспериментально-расчетный метод определения выгорания и изотопного состава топлива ВВЭР-440 по концентрациям ^{134}Cs и ^{137}Cs 9

Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Эффективность замедляющего регулятора 15

Давыдова Г.Б., Кватор В.М., Федосов А.М. Пути модернизации активной зоны реакторов РБМК .. 19

Дегтярев А.М. Методика и вычислительная программа оптимизации нейтронного поля в двумерном канальном реакторе 21

Корнилов А.И., Попыкин А.И., Чернышев А.П. Методика расчета энерговыделения в петлевых каналах исследовательских реакторов 24

Герасимов А.С., Рудик А.П. Образование ^{14}C в энергетических реакторах 27

Бычкова Н.А., Дадакина Л.Л., Федоровский Ю.А., Хмылев А.Н. Расчет радиационного разогрева бетона сухой защиты ВВЭР-440 28

ПРОГРАММЫ И КОМПЛЕКСЫ ПРОГРАММ

Давиденко В.Д., Лобынцев В.А., Цибульский В.Ф., Чибиняев А.В. Методика и модули программной системы КРИСТАЛЛ для расчета реакторов 30

Кобяк А.В., Кашутин А.А., Хромов В.В., Матвеев В.И., Черный В.А. Оптимизация физических характеристик загрузки реактора 38

Аннотация программы СТАКС-4 41

Аннотация программы CAES-R 43

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Проселков В.Н., Симонов К.В., Пыткин Ю.Н., Андрушечко С.А. Нейтронно-физические характеристики переходных топливных загрузок при повышении обогащения топлива подпитки ВВЭР-440 52

Проселков В.Н., Симонов К.В., Пыткин Ю.Н., Андрушечко С.А. Эксперименты на реакторе ВВЭР-440, полностью загруженном топливом повышенного обогащения 55

CONTENTS

THEORY AND CALCULATION OF NUCLEAR REACTORS

Abramov B.D. Full Balanced Multigroup Method 3

Bibichev B.A., Kozharin V.V. Experimental and Computational Method for Determination of Burn-up and Isotopic Composition of VVER-440 Fuel Using ^{134}Cs and ^{137}Cs Concentrations 9

Gerassimov A.S., Zaritskaya T.S., Rudik A.P. Efficiency of the Moderating Control Rod 15

Davydova G.B., Kvator V.M., Fedosov A.M. Some Ways of RBMK Core Modernization 19

Degtiariev A.M. A Method and Code for Optimization of Neutron Distribution in Two-Dimensional Channel Reactor 21

Kornilov A.I., Popykin A.I., Chernyshev A.P. The Method of Power Calculations in Research Reactor Experimental Channels 24

Gerassimov A.S., Rudik A.P. Generation of ^{14}C in the Power Reactors 27

Bychkova N.A., Dadakina L.L., Fedorovsky Yu.A., Khmylev A.N. Concrete Shield Radiation Heating Calculation for VVER-440 28

CODES AND CODE COMPLEXES

Davidenko V.D., Lobyntsev V.A., Tsibul'sky V.F., Chibinyaev A.V. Method and Modules of Code System КРИСТАЛЛ for Reactor Calculations 30

Kobiak A.V., Kashutin A.A., Khromov V.V., Matveev V.I., Cherny V.A. Optimization of the Reactor Fuel Loading Physical Characteristics 38

Code CTAKC-4 Abstract 41

Code CAES-R Abstract 43

EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS

Proselkov V.N., Simonov K.V., Pytkin Yu.N., Andrushechko S.A. Transition Fuel Cycles Neutron-Physical Characteristics of VVER-440 with Increased Loading Fuel Enrichment 52

Proselkov V.N., Simonov K.V., Pytkin Yu.N., Andrushechko S.A. Experiments on VVER-440 Fully Loaded with Fuel of Increased Enrichment 55

Бородкин Г.И., Ломакин С.С., Утенькин А.А. Исследование поля нейтронов за корпусами реакторов ВВЭР-1000 57

Бородкин Г.И., Ломакин С.С., Утенькин А.А., Коданев С.А., Хмылев А.Н. Расчетно-экспериментальная оценка снижения плотности потока нейтронов на корпусе ВВЭР-440 при установке кассет-экранов 59

Borodkin G.I., Lomakin S.S., Uten'kin A.A. Ex-Vessel Neutron Field Investigation at the VVER-1000 57

Borodkin G.I., Lomakin S.S., Uten'kin A.A., Kodanev S.A., Khmylev A.N. Calculational and Experimental Evaluation of the Neutron Flux Reduction at the VVER-440 Pressure Vessel after Installation of the Dummy Cassettes 59

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ

Достов А.И. Скорость волны охлаждения тепловыделяющего элемента при повторном обводнении .. 62

Dostov A.I. The Fuel Rod Quenching Wave Velocity during Reflooding 62

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

Шевелев Я.В. О ценах радионуклидов 68

Shevelev Ya.V. On Radionuclides Prices 68

РЕКЛАМА

РЕФЕРАТ КНИГИ Я. ШЕВЕЛЕВА

«НОРМАТИВНАЯ ЭКОНОМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СОЦИАЛИЗМА. КАК СОЦИАЛИЗМУ СТАТЬ ЭФФЕКТИВНЕЕ КАПИТАЛИЗМА»

В книге описан хозяйственный механизм принципиально нового типа, позволяющий конструктивно решить противоречие между централизованным планированием в интересах всего народного хозяйства и полной хозяйственной самостоятельностью предприятий, находящихся в исключительной собственности государства и отданных в управление менеджерам, при свободном рынке средств производства, рабочей силы, предметов потребления, при социальной защищенности слабых. Общество с таким механизмом можно назвать рыночным социализмом. Концепции самоокупаемости, самофинансирования, самовластия трудовых коллективов критикуются как анархо-синдикалистские, ведущие не вперед, а назад, к феодализму, и не оставляющие надежды догнать капитализм по эффективности.

Книга состоит из 5 глав. Во введении сопоставляются дескриптивные теории, нормативные теории, проповеди. В главе 1 освещаются основные разногласия между советскими экономистами (книга написана в 1985 г.), несколько условно разделенными на два крупных лагеря: «классиков» и «оптимальщиков-рыночников». «Классики» критикуются за догматизм, а «оптимальщики» — за непоследовательность в отстаивании тезиса: рынок есть средство реализации оптимального плана.

Глава 2 — «Социологическая база экономики» — посвящена математическим моделям homo economicus и основанному на них критерию управления народным хозяйством, рассматриваемому как взвешенный по социальным группам населения функционал от трех типов функций времени, характеризующих условия жизни человека.

Показано, что рынок предметов потребления и банк с единым для населения и промышленности процентом, одинаковым для вкладов и ссуд, — это инструменты оптимизации распределения материальных благ между людьми, разгружающие социологов от излишней работы. Остающийся объем необходимой социологической информации все еще огромен, и следует смириться с заведомо плохим качеством критерия перспективного планирования. Банковский процент рассматривается как социальный стандарт, устанавливаемый парламентом наряду с другими социальными стандартами, включающими приемлемый риск гибели людей от техногенных воздействий и веса разных социальных групп в критерии планирования.

В главе 3 — «Цены и их использование в планировании» — производится математическая формализация важнейшей процедуры планирования: выделения из народного хозяйства такого обособленного участка, изменение плана внутри которого не меняет цены вне этого участка более чем на заданную малую величину. Такое выделение названо чистым выделением. Предприятие, производящее и потребляющее малую долю ресурсов каждого вида — это чисто выделенный участок народного хозяйства. Для такого участка можно ввести понятие «капитал». Технологическая монополия или монопсония не являются чисто выделенными участками, но для них можно ввести «модифицированный капитал». Для некоторых частей народного хозяйства понятие «капитал» не существует ни в каком виде. Капитал позволяет осуществлять банковский контроль за качеством управления выделенным участком народного хозяйства.

Дана классификация цен, потребительных стоимостей, стоимостей по ожидаемым способам поступления информации об изменениях в народном хозяйстве, влияющих на план и критерий: плановые, конъюнктурные, внезапные. Рассмотрен рынок как субстрат цен и показано, что его законы тем проще, чем многообразней и сложней производственные связи. Затронута проблема расчета полных энергетических затрат. Показано, что при правильном расчете они отличаются от цен только единицей измерения.

В главе 4 — «Планирование в условиях неполной информированности» — существенно используется теорема Чернова. Показано, что в большой стране с разнообразными природными условиями критерий планирования практически не отличается от математического ожидания дохода, поправкой на дисперсию можно пренебречь во всех случаях, кроме планирования оборонных мероприятий. Показано, что критерий Сэвиджа адресован бюрократу, а критерий Вальда — фирме с ограниченным капиталом и кредитом.

В главе 5 — «Хозяйственный механизм» — предлагаются способы реализации сформулированных в предыдущих главах нормативных требований к хозяйственному механизму. Предлагается механизм, реализующий почти оптимальный план развития народного хозяйства в условиях, когда все составители и исполнители этого плана (рабочие, директора фирм, в том числе торговых, планирующих, обучающих, лечащих и других) — лишенные патриотических и альтруистических чувств экономические люди. Образно говоря, страна уподобляется одной акционерной компании (других нет); граждане — ее пайщики, парламент — ее правление. Нанятые компанией менеджеры, управляя предприятиями, конкурируют друг с другом на свободном рынке средств производства и предметов потребления, а рабочие конкурируют на рынке труда. Прибыль, добываемая менеджером, принадлежит государству и ей распоряжается парламент, а менеджеру сверхнормативная прибыль как алгебраическая величина записывается на счет личных менеджерских заслуг. От заслуг зависят зарплата и кредит. В

рамках кредита менеджер может строить или покупать любые предприятия, так что у него нет зависимости от назначающего на должность чиновника: он сам себя назначает на должность. Менеджер административно не подчиняется никому, его действия ограничены только законом и заработанным им кредитом. Показан способ самозарождения новых менеджеров.

Менеджер с очень большим кредитом может скупить предприятия отрасли или экономического района, т.е. назначить себя отраслевым министром или экономическим губернатором. Эта скупка (у государства) особого рода, кредит на нее увеличенный. Прежние управляющие предприятиями остаются на своих местах и административно не подчиняются министру или губернатору. Сверхприбыли по-прежнему зачисляются на счет заслуг низовых менеджеров, но параллельно в тех же количествах они зачисляются и на счета заслуг менеджеров-начальников. Чтобы увеличить суммарную прибыль отрасли или экономического района, менеджеры-начальники развивают инфраструктуру отрасли или района, причем в оптимальных пропорциях, ибо принадлежащая им инфраструктура обслуживает принадлежащие им предприятия. Такой способ управления развитием инфраструктуры, которая является технологической монополией, требующей при оптимальном развитии дотации, неосуществим при частной собственности на средства производства.

Показано, что сконструированная экономическая система неустойчива. Предложены регуляторы уровня занятости и уровня цен, которые ее стабилизируют.

Для пресечения различных злоупотреблений со стороны менеджеров предлагается новая денежная система с тотальным контролем денежного обращения. Государственному чиновнику становится доступной информация не только о приходной части бюджета каждой семьи, но и о ее расходной части. Уплатив такую дань тоталитаризму, общество получает гарантию не только от перекачки прибыли в карманы менеджеров, но и от краж денег, от казнокрадства, подкупа блюстителей закона, что морально оздоровляет общество. Наносится смертельный удар по всем видам теневой экономики, включая наркобизнес.

Книгу можно заказать за 6 руб. в редакции нашего сборника или у автора (123098, Москва, ул. Максимова, д. 8, кв. 19).

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Физика ядерных реакторов

Выпуск 4

Редактор О.В. Базанова
Технический редактор С.К. Сведлова
Корректор В.П. Горячева

Подписано в печать 04.03.93. Формат 60x90/8
Печать офсетная. Усл. печ. л. 9,5. Уч.-изд. л. 10,0+0,5 вкл.
Тираж 250. Индекс 3646. 16 статей. Заказ 19

Отпечатано в Российском научном центре «Курчатовский институт»
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

8-40

Индекс 3646

Вопросы атомной науки и техники
ISSN 0205—4671. Сер. Физика ядерных реакторов, 1992, вып. 4, с. 1—76