

621.039.5

В 74

ISSN 0205—4671

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР  
“КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:  
**Физика**  
ядерных реакторов

ВЫПУСК

1

2000

621.039.5

ВУЧ

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ  
АТОМНОЙ  
НАУКИ  
И  
ТЕХНИКИ

3/188  
4/188

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 г.

ВЫПУСК 1

ФИЗИКА И МЕТОДЫ РАСЧЕТА  
ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

МОСКВА — 2000

РОССИЙСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР  
Центральная научно-техническая  
Библиотека  
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

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

Редакционная коллегия серии:

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

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.

# АСИМПТОТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕСТАЦИОНАРНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ В $P_1$ -ПРИБЛИЖЕНИИ

В.И. Костенков, Г.И. Курченкова, В.И. Лебедев

РНЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

Предпринята попытка подойти к задаче выяснения возможности существования инерционных свойств у рассматриваемого макроскопически нейтронного поля в размножающей среде. Исследование ведется в рамках стандартного нестационарного  $P_1$ -приближения. Рассмотрен его одномерный односкоростной вариант с одной группой запаздывающих нейтронов. Основное внимание уделяется исследованию высокочастотной асимптотики пространственно-временной функции Грина и так называемой геометрической асимптотики, характеризуемой условием  $v \rightarrow \infty$ , где  $v$  — скорость нейтрона.

ASYMPTOTICAL PROPERTIES OF THE NONSTATIONARY NEUTRON-TRANSPORT EQUATION  $P_1$ -APPROXIMATION. V.I. KOSTENKOV, G.I. KURCHENKOVA, V.I. LEBEDEV. In this work the possibility of the existence of the neutron-field inertial properties are discussed. The investigation is being carried out in the framework of nonstationary  $P_1$ -approximation. For the simplicity the case of one-dimensional and one-velocity with one group of the delay neutrons is analyzed. Particular attention is given to the investigation of the asymptotics: high-frequency asymptotic for space-time Green's function and geometric asymptotic, specify as limit  $v \rightarrow \infty$ , where  $v$  is a neutrons velocity.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Простейшим уравнением, среди решений которого могут оказаться квазипериодические (с переменной во времени амплитудой), является уравнение диффузии нейтронов в  $P_1$ -приближении с одной группой предшественников (см., например, [1]):

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v} \frac{1}{\Sigma_t} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + \left\{ 2 - \frac{1}{\Sigma_t} \left[ \Sigma_s + \frac{1}{k_{эф}} (1 - \beta) \nu \Sigma_f \right] \right\} \frac{\partial U}{\partial t} - v D \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \\ & + v \left[ \Sigma_t - \Sigma_s - \frac{1}{k_{эф}} (1 - \beta) \nu \Sigma_f - \frac{\lambda}{v} \frac{1}{k_{эф}} \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma_t} \right] U = \frac{\lambda}{v} \left[ 1 - \frac{\lambda}{v} \frac{1}{\Sigma_t} \right] C'; \quad (1.1) \\ & \frac{\partial C'}{\partial t} = -\lambda C' + v^2 \frac{1}{k_{эф}} \beta \nu \Sigma_f U, \quad C' = vC, \end{aligned}$$

где  $U \equiv \bar{N}_0$ ;  $\bar{N}_0 = \int_{-1}^{+1} d\mu N(z, \mu, t)$ ;  $N(z, \mu, t)$  — плотность нейтронов;  $C(z, t)$  — плотность

источников запаздывающих нейтронов;  $\Sigma_{sf} = \Sigma_s + \frac{1}{k_{эф}} (1 - \beta) \nu \Sigma_f$

Уравнения (1.1) не используются в реакторных расчетах. Дело в том, что для первого из них неизвестны ни начальные условия для производной  $\frac{\partial U}{\partial t} \Big|_{t=0}$ , ни условия склейки на границах раздела сред с различным изотопным составом. Тем не менее они представляют интерес: во-первых, с общезначимой точки зрения короткий нейтронный импульс в размножающей среде является уникальным объектом, так как из-за наличия запаздывающих нейтронов дисперсионные свойства нейтронно-активных сред, вообще говоря, оказываются нелокальными во времени. В этом отношении движение нейтронной волны, описываемое линейной системой (1.1), качественно от-

личается как от движения электромагнитной волны в диэлектрике или в среде с инверсной заселенностью энергетических уровней, так и от движения волны в жидкости. Во-вторых, уравнения (1.1) важны с точки зрения нейтронной физики, поскольку являются строгим приближением уравнения переноса, которое, по-видимому, не противоречит принципу причинности.

В связи с изложенным может быть небесполезна представленная в работе попытка использовать стандартные методы из арсенала математической физики, предназначенные для исследования волновых уравнений, и к системе (1.1).

## 2. ЗАДАЧА КОШИ И РАЗЛОЖЕНИЕ ПО НОРМАЛЬНЫМ МОДАМ

Систему уравнений (1.1) довольно просто свести к одному уравнению относительно функции  $U(z, t)$  [1]:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v} \frac{1}{\Sigma_t} U_{ttt} - v D U_{zzt} + \left( 2 + \frac{\lambda}{v \Sigma_t} - \frac{\Sigma_{sf}}{\Sigma_t} \right) U_{tt} - (\lambda v) D U_{zz} + \\ & + \left[ (\lambda + v \Sigma_p) \left( 1 - \frac{\Sigma_{sf}}{\Sigma_t} \right) + \lambda \left( 1 - \frac{1}{k_{\text{эф}}} \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_t} \right) \right] U_t + \\ & + (\lambda v) \left[ \Sigma_t \left( 1 - \frac{\Sigma_{sf}}{\Sigma_t} - \frac{1}{k_{\text{эф}}} \beta \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_t} \right) - \frac{\lambda}{v} \frac{1}{k_{\text{эф}}} (1 - \beta) \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_t} \right] U = 0. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Пусть для простоты

$$a = vD; \quad b = (\lambda v)D; \quad D = \frac{1}{3\Sigma_t};$$

$$\begin{aligned} c &= \frac{1}{v} \frac{1}{\Sigma_t}; \quad d = 2 + \frac{\lambda}{v \Sigma_t} - \frac{\Sigma_{sf}}{\Sigma_t}; \quad e = (\lambda + v \Sigma_p) \left( 1 - \frac{\Sigma_{sf}}{\Sigma_t} \right) + \lambda \left( 1 - \frac{1}{k} \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_t} \right); \\ f &= (\lambda v) \left[ \Sigma_t \left( 1 - \frac{\Sigma_{sf}}{\Sigma_t} - \frac{1}{k} \beta \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_t} \right) - \frac{\lambda}{v} \frac{1}{k} (1 - \beta) \frac{v \Sigma_f}{\Sigma_t} \right]. \end{aligned}$$

С помощью этих обозначений (2.1) можно записать одной строкой:

$$\hat{\Delta} U = c U_{ttt} - a U_{zzt} + d U_{tt} - b U_{zz} + e U_t + f U = 0. \quad (2.2)$$

Однородное уравнение (2.2) легко преобразовать в неоднородное. Такой переход часто используют для получения разложения решения по так называемым нормальным модам. В качестве нормальных мод в рассматриваемом случае выберем решения классического телеграфного уравнения

$$W_{zz} = p W_{tt} + 2q W_t + r W, \quad (2.3)$$

где  $p, q, r$  — произвольные постоянные. С этой целью представим решение уравнения (2.2) в виде суммы  $U(z, t) = L(z, t) + M(z, t)$  и потребуем, чтобы функция  $M \equiv M(z, t)$  удовлетворяла уравнению

$$c M_{ttt} - a M_{zzt} + d M_{tt} + e M_t = \partial_t (c M_{tt} - a M_{zz} + d M_t + e M) = 0$$

или

$$M_{zz} = \left( \frac{c}{a} \right) M_{tt} + 2 \left( \frac{d}{2a} \right) M_t + \left( \frac{e}{a} \right) M. \quad (2.4)$$

Пусть функция  $M$  также удовлетворяет начальным условиям

$$M(z, t)|_{t=0} = \varphi(z); \quad \frac{\partial M(z, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = \Phi(z), \quad (2.5)$$

где  $\varphi(z)$  и  $\Phi(z)$  — заданные, дважды непрерывно дифференцируемые функции. При указанных условиях для функции  $M$  известно аналитическое представление [2]

$$M(z, t) = \frac{1}{2} [\varphi(z - \sqrt{t}) + \varphi(z + \sqrt{t})] + \frac{1}{2} \int_{z-\sqrt{t}}^{z+\sqrt{t}} dx K(x; z, t), \quad (2.6)$$

где

$$K(x; z, t) = \Phi(x) \frac{1}{\sqrt{v}} J_0 \left[ \frac{x}{\sqrt{v}} \sqrt{(x-z)^2 - \tilde{v}^2 t^2} \right] - \varphi(x) \frac{x t}{\sqrt{(x-z)^2 - \tilde{v}^2 t^2}} J_1 \left[ \frac{x}{\sqrt{v}} \sqrt{(x-z)^2 - \tilde{v}^2 t^2} \right]; \quad (2.7)$$

$J_0$  — функция Бесселя нулевого порядка;

$$\tilde{v} = \sqrt{\frac{a}{c}}; \quad x = \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{d}{c} \right)^2 - \frac{e}{c}}. \quad (2.8)$$

Функция  $L(z, t)$  будет удовлетворять неоднородному уравнению

$$\hat{\mathfrak{S}}L = cL_{ttt} - aL_{zzt} + dL_{tt} - bL_{zz} + eL_t + fL = bM_{zz} - fM, \quad (2.9)$$

которое необходимо дополнить краевыми условиями при  $t = 0$ :

$$\begin{aligned} L(z, t) \Big|_{t=+0} &= L_0(z); \\ \frac{\partial L(z, t)}{\partial t} \Big|_{t=+0} &= L_1(z); \\ \frac{\partial^2 L(z, t)}{\partial t^2} \Big|_{t=+0} &= L_2(z). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Будем полагать, что функция  $L_2(z)$  непрерывна, функция  $L_1(z)$  имеет непрерывную первую производную, функция  $L_0(z)$  — непрерывную вторую производную. Отметим, что функции  $L_0(z)$ ,  $L_1(z)$  и  $L_2(z)$ , вообще говоря, никак не связаны с функциями  $\varphi$  и  $\Phi$ .

Уравнение (2.9) с краевыми условиями (2.10) образует задачу Коши, решение которой может быть найдено методом Соболева [3]. Для этого продолжим функции  $L_i$  ( $i = 0, 1, 2$ ), а также  $L$  и

$$R = \frac{b}{c} M_{zz} - \frac{f}{c} M \quad (2.11)$$

нулем при  $t < 0$ , например,

$$\tilde{L} = \begin{cases} L, & t \geq 0; \\ 0, & t < 0; \end{cases} \quad \tilde{R} = \begin{cases} R, & t \geq 0; \\ 0, & t < 0. \end{cases}$$

Функция  $\tilde{L}$  удовлетворяет уравнению

$$\hat{\mathfrak{S}}\tilde{L} = \tilde{R} + \left[ L_2 - \frac{a}{c} L_0'' + \frac{d}{c} L_1 + \frac{e}{c} L_0 \right] \delta(t) + \left[ L_1 + \frac{d}{c} L_0 \right] \delta'(t) + L_0 \delta''(t), \quad (2.12)$$

$$\text{где } L_0'' = \frac{d^2 L_0(z)}{dz^2}.$$

Преобразование Фурье по переменной  $t$  в пределах  $-\infty < t < \infty$  с ядром  $\exp(-i\omega t)$ , примененное к оператору  $\hat{\mathfrak{S}}$ , приводит к следующему обыкновенному дифференциальному уравнению для фундаментального решения  $\mathcal{L}(z, \omega)$ :

$$- \left[ i \left( \frac{a}{c} \right) \omega + \left( \frac{b}{c} \right) \right] \frac{d^2}{dz^2} + \left[ -i\omega^3 - \left( \frac{d}{c} \right) \omega^2 + i \left( \frac{e}{c} \right) \omega + \left( \frac{f}{c} \right) \right] \mathcal{E} = \delta(z). \quad (2.13)$$

Но тогда для  $z > 0$ , т.е. для волны, движущейся вперед,

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(z; \omega) &\equiv \mathcal{E}^+(z; \omega) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{v}} \frac{1}{\sqrt{- \left[ \omega - i \frac{b}{a} \right] \left[ \omega^3 - i \frac{d}{c} \omega^2 - \frac{e}{c} \omega + i \frac{f}{c} \right]}} H\nu(z) \sin \left[ \frac{z}{\sqrt{v}} \sqrt{\frac{\omega^3 - i \left( \frac{d}{c} \right) \omega^2 - \left( \frac{e}{c} \right) \omega + i \left( \frac{f}{c} \right)}{\omega - i \left( \frac{b}{a} \right)}} \right] = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} H\nu(z) \left( \frac{i}{\omega - i \frac{b}{a}} \right) \frac{\sin [zk(\omega)]}{k(\omega)}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

где

$$H\nu(z) = \begin{cases} 0, & \text{при } z < 0; \\ 1, & \text{при } z \geq 0 \end{cases}$$

— функция Хэвисайда;

$$k = \frac{1}{\sqrt{v}} \sqrt{\frac{\omega^3 - i \left( \frac{d}{c} \right) \omega^2 - \left( \frac{e}{c} \right) \omega + i \left( \frac{f}{c} \right)}{\omega - i \left( \frac{b}{a} \right)}} \quad (2.15)$$

— так называемый волновой вектор;

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^+(z, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{i\tau_0 - \infty}^{i\tau_0 + \infty} d\omega \exp(i\omega t) \mathcal{E}^+(z; \omega) = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} H\nu(z) \frac{1}{2\pi} \int_{i\tau_0 - \infty}^{i\tau_0 + \infty} d\omega \frac{i}{\omega - i \frac{b}{a}} \frac{\sin [zk(\omega)]}{k(\omega)} \exp(i\omega t); \quad \tau_0 = \text{const} > \frac{b}{a}. \end{aligned}$$

Для волны, движущейся назад, т.е. для  $z < 0$

$$\mathcal{E}^-(z; \omega) =$$

$$\begin{aligned} &= -\frac{1}{\sqrt{v}} \frac{1}{\sqrt{- \left[ \omega - i \frac{b}{a} \right] \left[ \omega^3 - i \frac{d}{c} \omega^2 - \frac{e}{c} \omega + i \frac{f}{c} \right]}} H\nu(-z) \sin \left[ \frac{z}{\sqrt{v}} \sqrt{\frac{\omega^3 - i \left( \frac{d}{c} \right) \omega^2 - \left( \frac{e}{c} \right) \omega + i \left( \frac{f}{c} \right)}{\omega - i \left( \frac{b}{a} \right)}} \right] = \\ &= -\frac{1}{\sqrt{2}} H\nu(-z) \left( \frac{i}{\omega - i \frac{b}{a}} \right) \frac{\sin [zk(\omega)]}{k(\omega)}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Таким образом,

$$\mathcal{E}(z; \omega) = \frac{1}{\sqrt{2}} [H\nu(z) - H\nu(-z)] \left( \frac{i}{\omega - i \frac{b}{a}} \right) \frac{\sin [zk(\omega)]}{k(\omega)},$$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(z, t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{i\tau_0 - \infty}^{i\tau_0 + \infty} d\omega \exp(i\omega t) \mathcal{E}(z; \omega) = \\ &= \frac{1}{v^2} [Hv(z) - Hv(-z)] \frac{1}{2\pi} \int_{i\tau_0 - \infty}^{i\tau_0 + \infty} d\omega \frac{i}{\omega - i\frac{b}{a}} \frac{\sin [zk(\omega)]}{k(\omega)} \exp(i\omega t); \\ \tau_0 &= \text{const} > \frac{b}{a}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Решение задачи Коши (2.9), (2.10) представляется в виде свертки фундаментального решения с правой частью (2.12). Например, для волны, движущейся вперед, имеем

$$\begin{aligned} L^+(z; t) &= \left(\frac{b}{c}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_0^{\infty} d\tau \mathcal{E}^+(z; \tau) M_{zz}(z, t - \tau) - \\ &- \left(\frac{f}{c}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_0^{\infty} d\tau \mathcal{E}^+(z; \tau) M(z, t - \tau) + \\ &+ \int_{-\infty}^{+\infty} dz \left[ L_2(z) - \frac{a}{c} L_0''(z) + \frac{d}{c} L_1(z) + \frac{e}{c} L_0(z) \right] \mathcal{E}^+(z; t) - \\ &- \int_{-\infty}^{+\infty} dz \left[ L_1(z) + \frac{d}{c} L_0(z) \right] \frac{d\mathcal{E}^+(z; t)}{dt} + \int_{-\infty}^{+\infty} dz L_0(z) \frac{d^2 \mathcal{E}^+(z; t)}{dt^2}. \end{aligned}$$

### 3. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ФУНКЦИЯ ГРИНА

Для того чтобы лучше представлять особенности уравнения (2.1), наряду с исследованием задачи Коши полезно рассмотреть стандартными методами движение нейтронного импульса  $F(z, t)$  в активной среде, свойства которой предполагается описывать этим уравнением. С этой целью функция  $F(z, t)$  обычно представляется интегралом Фурье

$$F(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega E(\omega) e^{-i[k(\omega)z - \omega t]}, \quad (3.1)$$

который можно рассматривать как суперпозицию плоских монохроматических волн  $U$  вида

$$U(z, t) = \exp[i(\omega t - kz)]. \quad (3.2)$$

Здесь  $k$  — волновой вектор;  $\omega$  — частота.

Интеграл (3.1) описывает пространственно-временное распределение поля от источника, расположенного в начале координат  $z = 0$ , который и определяет

$$F(0, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega E(\omega) e^{-i\omega t}; \quad E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt F(0, t) e^{i\omega t}.$$

Подстановкой функции  $U$  вида (3.2) в (2.1) получается связывающее величины  $k$  и  $\omega$  дисперсионное соотношение, которое будет представлять собой алгебраическое уравнение третьей степени относительно частоты  $\omega$

$$-i\omega^3 - d\omega^2 + i(e + ak^2)\omega + (f + bk^2) = 0 \quad (3.3)$$

или (ср. с формулой (2.15))

$$k^2 = \left(\frac{c}{a}\right) \frac{\omega^3 - i\left(\frac{d}{c}\right)\omega^2 - \left(\frac{e}{c}\right)\omega + i\left(\frac{f}{c}\right)}{\omega - i\left(\frac{b}{a}\right)} = \left(\frac{c}{a}\right) \frac{(\omega - \omega_1)(\omega - \omega_2)(\omega - \omega_3)}{\omega - i\omega_0}, \quad (3.4)$$

где  $\omega_0 = b/a$ ;  $\omega_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) — корни алгебраического уравнения\*

$$\Xi_3(\omega) = \omega^3 - i\left(\frac{d}{c}\right)\omega^2 - \left(\frac{e}{c}\right)\omega + i\left(\frac{f}{c}\right) = 0. \quad (3.5)$$

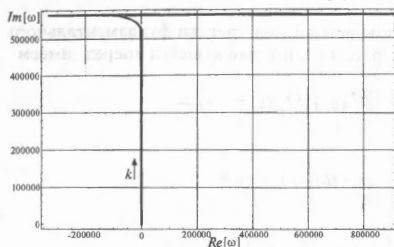


Рис. 1. Частота  $\omega^3_{\text{ассепт}}$  как функция волнового вектора  $k$  для уравнения (3.4) при  $0,1 < k < 2,25$

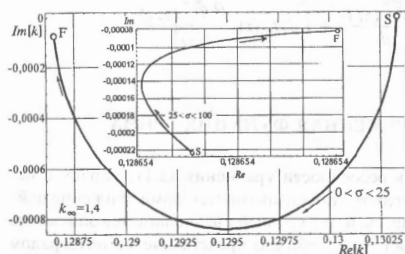


Рис. 2. Зависимость волнового вектора  $k$  от частоты  $\omega = \sigma + i\tau$ ;  $0 < \sigma < 100$ ;  $\tau = 0$

Рассмотрим асимптотическое разложение зависимости  $k(\omega)$  при  $\omega \rightarrow \infty$ :

$$k(\omega) \asymp \frac{\omega}{v} + Y_0 + \frac{Y_1}{\omega - i\omega_0} + \frac{Y_2}{(\omega - i\omega_0)^2} + \dots \quad (3.6)$$

\*Отметим, что годограф Михайлова для очевидным образом связанного с  $\Xi_3$  полинома с вещественными коэффициентами

$$P_3(\psi) = \psi^3 + (d/c)\psi^2 + (e/c)\psi + (f/c)$$

проходит через точку  $\psi = 0$  при условии  $f/d = e/c$ . Это условие можно рассматривать как квадратное уравнение, определяющее величину  $v\Sigma_f = (v\Sigma_f)^c$  и соответствующую частоту  $\omega = \omega^{(c)}$  волны, движущейся без затухания и усиления.

\*\*Примечательно, что такое пространственное усиление нейтронной волны оказывается очень малым ( $< 0,001$ ) по сравнению как с коэффициентом размножения в бесконечной среде  $k_\infty = v\Sigma_f/\Sigma_a$ , так и с вводимой далее величиной  $Y_0$ . Это обстоятельство может служить одним из аргументов в пользу уравнений точечной кинетики.

Здесь

$$\tilde{v} = \lim_{|\omega| \rightarrow \infty} \frac{\omega}{k(\omega)} = \sqrt{\frac{a}{c}} = v \sqrt{\frac{1}{3}} \quad (3.7)$$

— предельная скорость распространения нейтронной волны в  $P_1$ -приближении;

$$Y_0 = \frac{1}{2\tilde{v}} (i\omega_0 - \omega_1 - \omega_2 - \omega_3);$$

$$Y_1 = \frac{1}{8\tilde{v}} \left[ -(3\omega_0^2 + \omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_3^2) - 2i\omega_0(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) + 2\omega_1(\omega_2 + \omega_3) + 2\omega_2\omega_3 \right];$$

$$Y_2 = \frac{1}{16\tilde{v}} \left\{ (i\omega_0^3 - \omega_1^3 - \omega_2^3 - \omega_3^3) - \omega_0^2(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) + \omega_1^2(\omega_2 + \omega_3) + \omega_2^2\omega_3 + \omega_2\omega_3^2 + \omega_0 \left[ i(\omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_3^2) - 2i\omega_1(\omega_2 + \omega_3) - 2i\omega_2\omega_3 \right] + \omega_1(\omega_2^2 - 2\omega_2\omega_3 + \omega_3^2) \right\}. \quad (3.8)$$

Пространственно-временная функция Грина  $G(z, t)$  определяется интегралом [4]

$$G(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \exp\{-i[\omega t - k(\omega)z]\} \quad (3.9)$$

и удовлетворяет начальному условию  $G(0, t) = \delta(t)$ . Основное свойство функции  $G(z, t)$  состоит в том, что с ее помощью формула (3.1) представляется в виде свертки:

$$F(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt' G(z, t - t') F(0, t').$$

Из определения функции Грина  $G(z, t)$  следует, что

$$G(z, t) = \frac{\partial}{\partial t} H(z, t), \quad (3.10)$$

где

$$H(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{i\tau_0 - \infty}^{i\tau_0 + \infty} \frac{d\omega}{(-i\omega)} \exp\{-i[\omega t - k(\omega)z]\}; \quad \tau_0 > \omega_0. \quad (3.11)$$

Функция  $H(z, t)$ , как и  $G(z, t)$ , при  $z > \tilde{v}t$  равна нулю, а при  $z < \tilde{v}t$  может быть сведена к интегралу по контуру в виде прямой, параллельной мнимой оси.

Из асимптотического разложения (3.6) при малых  $t - z/\tilde{v} > 0$  (таких, что аргумент функций Бесселя  $I_0$  и  $I_1$  мал) можно получить следующее приближенное выражение (см. приложение 1):

$$G(z, t) = \left\{ \delta\left(t - \frac{z}{\tilde{v}}\right) + \left[ I_0 \left[ 2\sqrt{Y_0 z} \left(t - \frac{z}{\tilde{v}}\right) \right] + \sqrt{\frac{\left(\frac{zY_1}{\omega_0}\right)}{\omega_0 \left(t - \frac{z}{\tilde{v}}\right)}} I_1 \left[ 2\sqrt{Y_1 z} \left(t - \frac{z}{\tilde{v}}\right) \right] \exp\left[\omega_0 \left(t - \frac{z}{\tilde{v}}\right)\right] \right] \omega_0 \right\} \exp(iY_0 z). \quad (3.12)$$

Результаты расчета по этой формуле иллюстрирует рис. 3.

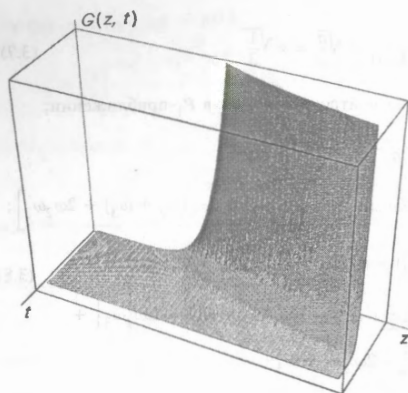


Рис. 3. Асимптотическая часть (при больших частотах) пространственно-временной функции Грина  $G(z, t)$  нестационарного односкоростного уравнения переноса нейтронов с одной группой запаздывающих нейтронов

#### 4. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ АСИМПТОТИКА

Исходным пунктом для построения геометрической асимптотики является малость коэффициента  $c$  перед старшей производной по времени в уравнении (2.1). Имея в виду это обстоятельство, запишем решение уравнения (2.1) в виде следующего ряда по степеням малого параметра  $c$

$$U(z, t) = \exp\left[\frac{i}{c} S(z, t)\right] \sum_{n=0}^{\infty} (ic)^n \varphi^{(n)}(z, t), \quad (4.1)$$

где  $S(z, t)$  и  $\varphi^{(n)}(z, t)$  — неизвестные функции. Это разложение является обобщением представления (3.2) и может быть интерпретировано как искаженная плоская волна. Ограничимся в разложении (4.1) членами нулевого порядка по  $c$ :

$$U(z, t) = \exp\left[\frac{i}{c} S(z, t)\right] \varphi^{(0)}(z, t). \quad (4.2)$$

Подставляя это выражение в (2.2), найдем (см. приложение 2):

$$S_t^2 - \frac{1}{3} v^2 S_z^2 - (id) S_t = 0;$$

$$\left[ie S_t + \frac{1}{3} v^2 \lambda S_z^2 + (id) S_{tt} + \frac{2}{3} v^2 S_z S_{zt} - 3S_t S_{tt} + \frac{1}{3} v^2 S_t S_{zz}\right] \varphi^{(0)} + (id - 2S_t) S_z \varphi_t^{(0)} + \left(\frac{2}{3} v^2 S_t S_z\right) \varphi_z^{(0)} = 0. \quad (4.3)$$

Чтобы поставить задачу Коши для системы (4.3), введем две функции  $V(z)$  и  $W(z)$ , такие, что

$$U(z, t)|_{t=0} = L_0(z) + \varphi(z) = \exp\left[\frac{i}{c} V(z)\right] W(z) \quad (4.4)$$

и потому

$$S(z, t)|_{t=0} = V(z); \quad \varphi^{(0)}(z, t)|_{t=0} = W(z). \quad (4.5)$$

Для записи характеристической системы уравнений, отвечающей первому уравнению системы (4.3), удобно перейти к стандартным обозначениям  $S_z \equiv p$ ,  $S_t \equiv q$ , с помощью которых уравнение для фазовой функции  $S(z, t)$  примет вид

$$F(z, t, p, q) \equiv q^2 - (id)q - \left(\frac{1}{3}v^2\right)p^2 = 0. \quad (4.6)$$

В этих обозначениях характеристической системой уравнений для фазовой функции будет следующая:

$$\begin{aligned} \frac{dz}{d\sigma} = F_p &= -\left(\frac{2}{3}v^2\right)p; & \frac{dt}{d\sigma} = F_q &= 2q - (id); \\ \frac{dS}{d\sigma} = pF_p + qF_q &= -\left(\frac{2}{3}v^2\right)p^2 + 2q^2 - (id)q; \\ \frac{dp}{d\sigma} &= -(pF_S + F_z) = 0; & \frac{dq}{d\sigma} &= -(qF_S + F_t) = 0. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Начальные данные  $z_0, t_0, p_0, q_0$  для этой системы уравнений должны удовлетворять условию

$$F(z_0, t_0, p_0, q_0) = q_0^2 - (id)q_0 - \left(\frac{1}{3}v^2\right)p_0^2 = 0.$$

Решениями системы (4.7) являются линейные функции. Это означает, что представление (4.1) решения уравнения (2.1) с гладкими во всем пространстве функциями  $S(z, t)$  и  $\varphi^{(n)}(z, t)$  оказывается очень бедным.

Для построения нетривиальных решений с особенностями функции  $S$  требуется другая техника [5]. Первый шаг на этом пути состоит в том, чтобы разрешить уравнение (4.6) относительно  $q$ :

$$q = \frac{i}{2}d + \sqrt{\left(\frac{1}{3}v^2\right)p^2 - \frac{1}{4}d^2}. \quad (4.8)$$

Затем требуется определить гамильтониан

$$H = -\frac{i}{2}d - \sqrt{\left(\frac{1}{3}v^2\right)p^2 - \frac{1}{4}d^2}$$

и переписать уравнение (4.8) в виде

$$q + H(z, t, p) = 0. \quad (4.9)$$

В этих обозначениях первые уравнения характеристической системы, определяющие «фокальную кривую», образуют гамильтонову систему

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p}, \quad \frac{dp}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial z} = 0, \quad (4.10)$$

а «условие полосы» записывается в форме полного дифференциала

$$dS = (q + pH_p)dt. \quad (4.11)$$

## ПРИЛОЖЕНИЕ 1

В самом деле, используя асимптотическое разложение (3.6), можно записать, что

$$\begin{aligned} H(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{i\tau_0 - \infty}^{i\tau_0 + \infty} d\omega \frac{1}{-i\omega} \exp\{-i[\omega t - zk(\omega)]\} \times \frac{1}{2\pi} \int_{i\tau_0 - \infty}^{i\tau_0 + \infty} d\omega \frac{1}{-i\omega} \exp\left\{-i\left[\omega t - \frac{z}{v}\omega - \right. \right. \\ \left. \left. - zY_0 - \frac{zY_1}{\omega - i\omega_0} - \frac{zY_2}{(\omega - i\omega_0)^2}\right]\right\} = \exp(+iY_0 z) \frac{1}{2\pi} \int_{i\tau_0 - \infty}^{i\tau_0 + \infty} d\omega \frac{1}{-i\omega} \exp\left\{-i\left[\omega\left(t - \frac{z}{v}\right) - \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{zY_1}{\omega - i\omega_0} \left. \right\} \exp \left\{ i \left[ \frac{zY_2}{(\omega - i\omega_0)^2} \right] \right\} = \\
 = & \exp(+iY_0 z) \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{1}{n!} (iY_2 z)^n \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty+i\tau_0}^{+\infty+i\tau_0} d\omega \frac{1}{-i\omega} \left( \frac{1}{\omega - i\omega_0} \right)^{2n} \exp \left\{ -i \left[ \omega \left( t - \frac{z}{v} \right) - \frac{zY_1}{\omega - i\omega_0} \right] \right\}.
 \end{aligned}$$

Но

$$\begin{aligned}
 \mathcal{F} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty+i\tau_0}^{+\infty+i\tau_0} d\omega \frac{1}{-i\omega} \left( \frac{1}{\omega - i\omega_0} \right)^{2n} \exp \left\{ -i \left[ \omega \left( t - \frac{z}{v} \right) - \frac{zY_1}{\omega - i\omega_0} \right] \right\} = \\
 &= \exp \left[ \omega_0 \left( t - \frac{z}{v} \right) \right] \frac{(-1)}{2\pi i} \int_{-\infty+i(\tau_0-\omega_0)}^{+\infty+i(\tau_0-\omega_0)} \frac{d\psi}{\psi + i\omega_0} \left( \frac{1}{\psi} \right)^{2n} \exp \left\{ -i \left[ \psi \left( t - \frac{z}{v} \right) - \frac{zY_1}{\psi} \right] \right\} = \\
 &= (-1)^n \exp \left[ \omega_0 \left( t - \frac{z}{v} \right) \right] \frac{1}{2\pi i} \int_{(\tau_0-\omega_0)-i\infty}^{(\tau_0-\omega_0)+i\infty} \frac{d\phi}{\phi + \omega_0} \left( \frac{1}{\phi} \right)^{2n} \exp \left[ \phi \left( t - \frac{z}{v} \right) + \frac{zY_1}{\phi} \right] = \\
 &= (-1)^n \frac{\exp \left[ \omega_0 \left( t - \frac{z}{v} \right) \right]}{\Lambda^{2n}} \sum_{m=0}^{\infty} \left( -\frac{\omega_0}{\Lambda} \right)^m \frac{\Lambda^{m+2n}}{2\pi i} \int_{(\tau_0-\omega_0)-i\infty}^{(\tau_0-\omega_0)+i\infty} d\phi \phi^{-(m+2n)-1} \exp \left[ \left( t - \frac{z}{v} \right) \left( \phi - \frac{\Lambda^2}{\phi} \right) \right] = \\
 &= (-1)^n \frac{\exp \left[ \omega_0 \left( t - \frac{z}{v} \right) \right]}{\Lambda^{2n}} \sum_{m=0}^{\infty} \left( -\frac{\omega_0}{\Lambda} \right)^m J_{m+2n} \left[ 2\Lambda \left( t - \frac{z}{v} \right) \right] \approx \\
 &\approx \exp \left[ \omega_0 \left( t - \frac{z}{v} \right) \right] \left( \frac{t - \frac{z}{v}}{Y_1 z} \right)^n J_{2n} \left[ 2 \sqrt{(-Y_1)z \left( t - \frac{z}{v} \right)} \right]
 \end{aligned}$$

при условии, что  $0 < t - z/v < Y_1 z / \omega_0^2$ , где  $\Lambda^2 = -Y_1 z / \left( t - \frac{z}{v} \right)$ ;  $z > 0$ ;  $J_\nu(x)$  — функция Бесселя порядка  $\nu$ .

В нашем примере  $Y_1 > 0$ , поэтому для  $H(z, t)$  получается приближенное выражение

$$H(z, t) \approx \exp(iY_0 z) \exp \left[ \omega_0 \left( t - \frac{z}{v} \right) \right] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[ -i \frac{Y_2}{Y_1} \left( t - \frac{z}{v} \right) \right]^n I_{2n} \left[ 2 \sqrt{(Y_1 z) \left( t - \frac{z}{v} \right)} \right], \quad (\text{П.1.1})$$

где, в свою очередь,  $I_\nu(x) = (i)^{-\nu} J_\nu(ix)$  — функция Бесселя мнимого аргумента;  $\nu$  — целое.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Некоторые частные решения первого (нелинейного) уравнения этой системы находятся очень легко. Пусть, например,  $S_z = f(z, t)$ , где  $f(z, t)$  — некоторая произвольная функция. Тогда из (4.3) следует

$$S_t = \frac{i}{2} d \pm \sqrt{\frac{1}{3} v^2 f^2 - \frac{1}{4} d^2} \quad \text{и потому} \quad S_{zt} = \pm \frac{1}{3} v^2 f \left( \frac{1}{3} v^2 f^2 - \frac{1}{4} d^2 \right)^{-1/2} f_z.$$

В то же время  $S_{zt} = f_t$ , и мы приходим к уравнению относительно функции  $f$

$$\pm \frac{1}{3} v^2 f \left( \frac{1}{3} v^2 f^2 - \frac{1}{4} d^2 \right)^{-1/2} = f_t$$

или

$$f^2 = \left( i \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{d}{v} \right)^2 \frac{f_t^2}{\frac{1}{3} v^2 f_z^2 - f_t^2}$$

Преобразование Лежандра  $f_z = \xi$ ;  $f_t = \eta$ ;  $z = g_\xi$ ;  $t = g_\eta$ ;  $f = g_\xi \xi + g_\eta \eta - g$  дает линейное уравнение

$$\xi g_\xi + \eta g_\eta = g \pm i \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{d}{v} \frac{\eta}{\sqrt{\frac{1}{3} v^2 \xi^2 - \eta^2}}, \quad (П2.1)$$

решение которого находится стандартным методом характеристик [6].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Семенов В.Н. и др. Оценка на основе использования уравнения переноса погрешности нестационарных диффузионных задач, связанной с применением закона Фика: Отчет ИАЭ 32/1-375-97.
2. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. Дифференциальные уравнения математической физики. — М.: ИЛ, 1961.
3. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1981.
4. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.
5. Маслов В.П., Федорюк М.В. Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики. — М.: Наука, 1976.
6. Курант Р. Уравнения с частными производными. — М.: Мир, 1964.

Статья поступила в редакцию 10 февраля 2000 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, с. 3-13.

## НЕСТАЦИОНАРНЫЕ НОДАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ ПЛОСКОГО РЕАКТОРА В $P_{2N+1}$ -ПРИБЛИЖЕНИИ

*В.Ю. Пляшкевич, В.Н. Семенов, С.А. Фролова,*

*РНЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1*

Предлагается метод построения нестационарных нодальных моделей плоского реактора. Процесс переноса нейтронов в реакторе описывается в многогрупповом  $P_{2N+1}$ -приближении метода сферических гармоник с учетом запаздывающих нейтронов. Приведены результаты расчетного анализа точности двухгрупповой модели в  $P_1$ -приближении.

TIME-DEPENDENT NODAL MODELS OF THE SLAB REACTOR IN THE  $P_{2N+1}$  APPROXIMATION.

V.Yu. PLYASHKEVICH, V.N. SEMENOV, S.A. FROLOVA. The method for constructing time-dependent nodal models of the slab reactor is proposed. Multigroup  $P_{2N+1}$  approximation of the method of spherical harmonics for neutron transport, accounting delayed neutrons, is used. The results of calculational analysis of the accuracy of the two-group model in the  $P_1$  approximation are presented.

## ВВЕДЕНИЕ

В последнее время нодальные методы широко применяются при решении различных задач переноса нейтронов в гетерогенных средах. Они позволяют успешно решать задачи с достаточно крупными пространственными нодами. В численных методах теории переноса нейтронов единая точка зрения на этот подход пока еще не выработана. Общим местом в нодальных методах является выбор пробных функций, описывающих пространственное поведение решения задачи в нодах. Разложения решения в нодах по пробным функциям используются при выводе уравнений, моделирующих процесс переноса нейтронов в среде.

В данной работе приводится построение нестационарных нодальных (в том числе нелинейной) моделей плоского реактора. При этом предполагается, что процесс переноса нейтронов в реакторе описывается многогрупповыми уравнениями пространственной кинетики с запаздывающими нейтронами в  $P_{2N+1}$ -приближении метода сферических гармоник. Эффективность предложенного метода демонстрируется на примере двухгрупповой нодальной модели в  $P_1$ -приближении. В основу статьи положены результаты исследований авторов, содержащиеся в [1].

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ

Ради простоты изложения ограничимся одногрупповой задачей. В этом случае уравнения пространственной кинетики плоского реактора для функции распределения нейтронов  $\Phi(t, x, \mu)$  и плотностей предшественников запаздывающих нейтронов  $C_m(t, x)$  записываются в следующем виде [2]:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \Sigma_t \Phi + S + (1 - \beta)Q + \sum_{m=1}^M \lambda_m C_m; \quad (1)$$

$$\partial C_m / \partial t = -\lambda_m C_m + \beta_m Q; \quad m = 1, \dots, M. \quad (2)$$

Здесь  $M$  — число сортов предшественников запаздывающих нейтронов;  $\Sigma_t$  — полное сечение взаимодействия нейтронов;  $v$  — скорость нейтронов;  $\lambda_m$  — постоянная времени распада предшественников запаздывающих нейтронов;  $\beta_m$  и  $\beta$  — парциальная доля и полная доля запаздывающих нейтронов. Источник нейтронов рассеяния  $S =$

$= 1/2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \Sigma_{s,l}(x) \Phi_l(t, x) P_l(\mu)$ , где  $P_l(\mu)$  — многочлен Лежандра  $l$ -го порядка;

$\Phi_l(t, x) = \int_{-1}^1 \Phi(t, x, \mu) P_l(\mu) d\mu$  и  $\Sigma_{s,l}(x) = \int_{-1}^1 \Sigma_s(x, \mu) P_l(\mu) d\mu$  —  $l$ -е угловые моменты функции распределения  $\Phi(t, x, \mu)$  и сечения рассеяния нейтронов  $\Sigma_s(x, \mu)$ . Источник ней-

тронов деления  $Q = (v \Sigma_f / 2) \Phi_0(t, x)$ , где  $v \Sigma_f$  — сечение генерации нейтронов. Коэффициенты в системе уравнений кинетики суть характеристики материального состава физических зон реактора. Они являются кусочно-постоянными функциями пространственной переменной.

Решение системы уравнений кинетики будем искать для всех  $0 < t \leq T$  при  $-1 \leq \mu \leq 1$  и  $0 \leq x \leq H$ , где  $H$  — размер реактора. На левой и правой границах реактора для функции распределения нейтронов ставится граничное условие свободной поверхности:

$$\Phi(t, 0, \mu) = 0 \text{ при } \mu > 0; \quad \Phi(t, H, \mu) = 0 \text{ при } \mu < 0. \quad (3)$$

Кроме того, к системе уравнений присоединяются начальные условия

$$\Phi(0, x, \mu) = \Phi^{(0)}(x, \mu); C_m(0, x) = C_m^{(0)}(x), \quad m = 1, \dots, M, \quad (4)$$

где в правых частях равенств стоят функция распределения и плотности предшественников запаздывающих нейтронов, соответствующие состоянию реактора в момент времени  $t = 0$ .

Система уравнений кинетики (1), (2) с граничными условиями (3) для широкого класса начальных данных в (4) имеет единственное решение на любом ограниченном интервале времени  $(0, T]$ .

Заменим уравнение переноса нейтронов эквивалентной системой из двух уравнений для четной  $\Phi_+$  и нечетной  $\Phi_-$  по угловой переменной составляющих функции распределения:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi_+}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \Phi_-}{\partial x} - \Sigma_t \Phi_+ + S_+ + (1 - \beta)Q + \sum_{m=1}^M \lambda_m C_m; \quad (5)$$

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi_-}{\partial t} = -\mu \frac{\partial \Phi_+}{\partial x} - \Sigma_t \Phi_- + S_-.$$

Здесь  $S_+$  и  $S_-$  — четная и нечетная по угловой переменной составляющие источника нейтронов рассеяния. Пренебрегая членом, стоящим в левой части второго уравнения, получим стационарное уравнение

$$-\mu \frac{\partial \Phi_+}{\partial x} - \Sigma_t \Phi_- + S_- = 0. \quad (6)$$

Упрощенная таким образом система уравнений кинетики (2), (5), (6) уже не будет учитывать волновую природу процесса переноса нейтронов. Стационарное уравнение в этой системе играет роль закона сохранения.

Естественно, что теперь только функция  $\Phi_+(t, x, \mu)$  должна удовлетворять начальному условию, которое принимает вид  $\Phi_+(0, x, \mu) = \Phi_+^{(0)}(x, \mu)$  с четной по угловой переменной составляющей функции  $\Phi^{(0)}(x, \mu)$ . Граничные условия (3) запишем в эквивалентном виде:

$$\Phi_+(t, 0, \mu) + \operatorname{sgn} \mu \Phi_-(t, 0, \mu) = 0; \quad \Phi_+(t, H, \mu) - \operatorname{sgn} \mu \Phi_-(t, H, \mu) = 0 \quad \text{при } \mu \neq 0.$$

Смешанная задача для преобразованных уравнений пространственной кинетики также имеет единственное решение на интервале времени  $(0, T]$ .

Будем искать решение этой задачи в  $P_{2N+1}$ -приближении метода сферических гармоник [2, 3]. Тогда приближенное решение

$$\Phi_+^N(t, x, \mu) = \frac{1}{2} \sum_{l=0}^N (4l+1) \Phi_{2l}^N(t, x) P_{2l}(\mu);$$

$$\Phi_-^N(t, x, \mu) = \frac{1}{2} \sum_{l=0}^N (4l+3) \Phi_{2l+1}^N(t, x) P_{2l+1}(\mu),$$

где  $\Phi_l^N(t, x)$  — неизвестные функции. Пусть вектор-функции  $\Phi^{(1)}(t, x) = (\Phi_{2l}^N(t, x))_{l=0, \dots, N}$  и  $\Phi^{(2)}(t, x) = (\Phi_{2l+1}^N(t, x))_{l=0, \dots, N}$ . Систему уравнений пространственной кинетики в  $P_{2N+1}$ -приближении запишем в виде

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial t} = -B_1 \Phi^{(1)} - A_1 \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial x} + q^{(1)};$$

$$-A_2 \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} - B_2 \Phi^{(2)} = 0; \quad (7)$$

$$\frac{\partial C_m}{\partial t} = -\lambda_m C_m + \beta_m \nu \Sigma_f \Phi_0^N; \quad m = 1, \dots, M.$$

Здесь  $B_1$  и  $B_2$  — диагональные матрицы:

$$b_{1,1}^{(1)} = \Sigma_t - \Sigma_{s,0} - (1 - \beta) \nu \Sigma_f; \quad b_{1,i}^{(2)} = \Sigma_t - \Sigma_{s,i}; \quad b_{i,i}^{(1)} = \Sigma_t - \Sigma_{s,2i-2}; \quad b_{i,i}^{(2)} = \Sigma_t - \Sigma_{s,2i-1};$$

$$i = 2, \dots, N + 1.$$

Матрицы  $A_1 = R_1 A$  и  $A_2 = R_2 A^*$ , где  $R_1$  и  $R_2$  — диагональные матрицы:

$$r_{i,i}^{(1)} = \frac{1}{4i-3}; \quad r_{i,i}^{(2)} = \frac{1}{4i-1}; \quad i = 1, \dots, N + 1;$$

$A$  — двухдиагональная матрица:

$$a_{1,1} = 1; \quad a_{i,i-1} = 2i - 2; \quad a_{i,i} = 2i - 1; \quad i = 2, \dots, N + 1;$$

$A^*$  — сопряженная к ней матрица. Вектор-функция  $q^{(1)} = \left( \sum_{m=1}^M \lambda_m C_m, 0, \dots, 0 \right)$ .

К системе уравнений присоединяются граничные условия Владимирова—Маршака [3], аппроксимирующие граничные условия свободной поверхности для уравнения переноса нейтронов. На левой и правой границах реактора они записываются в следующем виде:

$$D_1 \Phi^{(1)}(t, 0) + A_1 \Phi^{(2)}(t, 0) = 0 \quad \text{и} \quad D_1 \Phi^{(1)}(t, H) - A_1 \Phi^{(2)}(t, H) = 0, \quad (8)$$

где матрица  $D_1 = DR_1^{-1}$ . Элементы матрицы  $D$  вычисляются по формуле  $d_{i,j} = \int_0^1 \mu P_{2j-2}(\mu) P_{2i-2}(\mu) d\mu$ ;  $i, j = 1, \dots, N + 1$ . Начальные условия для системы уравнений имеют вид

$$\Phi^{(1)}(0, x) = \left( \Phi_{2l}^{(0)}(x) \right)_{l=0, \dots, N}; \quad C_m(0, x) = C_m^{(0)}(x); \quad m = 1, \dots, M, \quad (9)$$

где  $\Phi_{2l}^{(0)}(x)$  — угловые моменты функции  $\Phi_+^{(0)}(x, \mu)$ .

В приближенной системе уравнений пространственной кинетики стационарные уравнения играют роль законов сохранения. Исключив из нее  $\Phi^{(2)}$ , получим «симметризованную» форму уравнений кинетики с параболическим оператором:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} (A_1 B_2^{-1} A_2) \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} - B_1 \Phi^{(1)} + q^{(1)}; \quad (10)$$

$$\partial C_m / \partial t = -\lambda_m C_m + \beta_m \nu \Sigma_f \Phi_0^N; \quad m = 1, \dots, M.$$

К этой системе уравнений присоединяются начальные условия (9). Граничные условия для нее принимают вид

$$D_1 \Phi^{(1)}(t, 0) - (A_1 B_2^{-1} A_2) \frac{\partial}{\partial x} \Phi^{(1)}(t, 0) = 0;$$

$$D_1 \Phi^{(1)}(t, H) + (A_1 B_2^{-1} A_2) \frac{\partial}{\partial x} \Phi^{(1)}(t, H) = 0. \quad (11)$$

## ПОСТРОЕНИЕ НОДАЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ

При построении модели каждая физическая зона реактора разбивается на элементарные объемы — ноды. Обозначим через  $K$  общее число нодов на отрезке  $[0, H]$ .

Занумеруем их слева направо целыми числами от 1 до  $K$ . Пусть  $x_{k-1/2}$  и  $x_{k+1/2}$  — левая и правая границы  $k$ -го нода, тогда его размер  $h_k = x_{k+1/2} - x_{k-1/2}$ .

Будем обозначать через  $\Phi_{k+1/2}^{(2)}$  значения вектор-функции  $\Phi^{(2)}(t, x)$  на границах нонов. Пусть  $\bar{\Phi}_k^{(1)} = \left( \bar{\Phi}_{2l,k}^N(t) \right)_{l=0, \dots, N}$  и  $\bar{C}_{m,k}(t)$  — средние значения по нодам вектор-функции  $\Phi^{(1)}(t, x)$  и плотностей предшественников запаздывающих нейтронов  $C_m(t, x)$ . Усредняя по нодам нестационарные уравнения в системе (7), получим уравнения баланса:

$$\frac{1}{v} \frac{d\bar{\Phi}_k^{(1)}}{dt} = -B_1 \bar{\Phi}_k^{(1)} - A_1 \left( \frac{\Phi_{k+1/2}^{(2)} - \Phi_{k-1/2}^{(2)}}{h_k} \right) + \bar{q}_k^{(1)}; \quad (12)$$

$$d\bar{C}_{m,k} dt = -\lambda_m \bar{C}_{m,k} + \beta_m \nu \Sigma_f \bar{\Phi}_{0,k}^N; \quad m = 1, \dots, M; \quad k = 1, \dots, K,$$

где вектор-функции  $\bar{q}_k^{(1)} = \left( \sum_{m=1}^M \lambda_m \bar{C}_{m,k}, 0, \dots, 0 \right)$ . Коэффициенты в этих уравнениях относятся к тому ноду, по которому проводится усреднение.

Чтобы получить начальные значения  $\bar{\Phi}_k^{(1)}(0)$  и  $\bar{C}_{m,k}(0)$ , усредним  $\Phi^{(1)}(0, x)$  и  $C_m(0, x)$  по нодам. Тогда начальные условия для системы (12) запишутся в виде

$$\bar{\Phi}_k^{(1)}(0) = \left( \bar{\Phi}_{2l,k}^{(0)} \right)_{l=0, \dots, N}; \quad \bar{C}_{m,k}(0) = \bar{C}_{m,k}^{(0)}; \quad m = 1, \dots, M; \quad k = 1, \dots, K. \quad (13)$$

Теперь приведем вывод нодалного аналога уравнений законов сохранения в системе (7). В соответствии с основной идеей нодалного метода  $\Phi^{(1)}(t, x)$  во всех нодах разлагается по пробным функциям с пространственной зависимостью. В качестве пробных функций берем решения подходящих однородных дифференциальных уравнений. Используя разложения, из законов сохранения выводим недостающие уравнения нодалной модели, связывающие значение  $\Phi^{(2)}(t, x)$  на границе каждого нода со средними значениями  $\Phi^{(1)}(t, x)$  по смежным нодам.

Предположим, что реактор находится в критическом состоянии. Модифицируем матрицу  $B_1$ , положив элемент  $b_{1,1}^{(1)} = \Sigma_t - \Sigma_{s,0} - \nu \Sigma_f$ . Из (10) следует, что решение  $\Phi^{(1)}(t, x)$  в ноде удовлетворяет обыкновенному дифференциальному уравнению с постоянными матрицами:

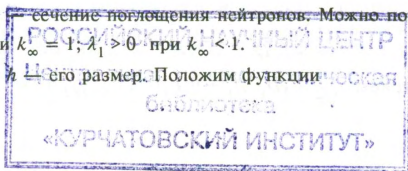
$$(A_1 B_2^{-1} A_2) d^2 \Phi^{(1)} / dx^2 - B_1 \Phi^{(1)} = 0. \quad (14)$$

Поэтому его можно разложить по фундаментальной системе решений уравнения (14). Для удобства будем считать эти решения симметричными и антисимметричными относительно середины нода. Чтобы их найти, нужно решить характеристическую задачу

$$-p^2 (A B_2^{-1} R_2 A^*) \psi + R_1^{-1} B_1 \psi = 0,$$

являющуюся обобщенной симметричной задачей на собственные значения. Оказывается, что ее собственные значения  $\lambda_n = p_n^2$  вещественны и не имеют кратности, а соответствующие им собственные векторы  $\psi_n$  образуют базис. При этом  $N$  собственных значений  $\lambda_2, \dots, \lambda_{N+1}$  положительные. Введем коэффициент размножения среды в ноде  $k_\infty = \nu \Sigma_f / \Sigma_a$ , где  $\Sigma_a = \Sigma_t - \Sigma_{s,0}$  — сечение поглощения нейтронов. Можно показать, что  $\lambda_1 < 0$  при  $k_\infty > 1$ ;  $\lambda_1 = 0$  при  $k_\infty = 1$ ;  $\lambda_1 > 0$  при  $k_\infty < 1$ .

Пусть  $x_*$  — середина нода,  $h$  — его размер. Положим функции



$$\varphi_1^s(x) = \begin{cases} \cos(|p_1|(x-x_*)), & \text{если } p_1^2 < 0; \\ 1, & \text{если } p_1^2 = 0; \\ \operatorname{ch}(|p_1|(x-x_*)), & \text{если } p_1^2 > 0; \end{cases} \quad \varphi_1^{as}(x) = \begin{cases} \sin(|p_1|(x-x_*)), & \text{если } p_1^2 < 0; \\ x-x_*, & \text{если } p_1^2 = 0; \\ \operatorname{sh}(|p_1|(x-x_*)), & \text{если } p_1^2 > 0; \end{cases}$$

$$\varphi_n^s(x) = \operatorname{ch}(|p_n|(x-x_*)); \quad \varphi_n^{as}(x) = \operatorname{sh}(|p_n|(x-x_*)); \quad n = 2, \dots, N+1.$$

Вектор-функции  $\Psi_n^s(x) = \varphi_n^s(x)\psi_n$ ,  $\Psi_n^{as}(x) = \varphi_n^{as}(x)\psi_n$  ( $n = 1, \dots, N+1$ ) образуют искомую фундаментальную систему решений.

Теперь разложим решение  $\Phi^{(1)}(t, x)$  нашей задачи по фундаментальной системе:

$$\Phi^{(1)} = \sum_{n=1}^{N+1} (c_n^s \Psi_n^s + c_n^{as} \Psi_n^{as}). \quad (15)$$

Отметим, что вектор-функции  $\Psi_1^s$  и  $\Psi_1^{as}$  описывают асимптотическое поведение решения в ноде. Из этого разложения получаем для  $\Phi^{(1)}$  следующее представление:

$$\Phi^{(1)} = \varepsilon(x) \bar{\Phi}^{(1)} + \theta(x) \frac{h}{2} \frac{d\bar{\Phi}^{(1)}}{dx}.$$

Здесь матрицы  $\varepsilon(x) = WS(x)W^{-1}$ ;  $\theta(x) = WT(x)W^{-1}$ , где  $S(x)$  и  $T(x)$  — диагональные матрицы, элементы которых соответственно симметричны и антисимметричны относительно середины нода, а в матрице  $W$  столбцы образованы из собственных векторов  $\psi_n$ . Используя стационарные уравнения в системе (7), полученное представление можно записать в виде

$$\Phi^{(1)} = \varepsilon(x) \bar{\Phi}^{(1)} - \theta(x) P \Phi^{(2)} \quad (16)$$

с матрицей  $P = (h/2)A_2^{-1}B_2$ .

Пусть  $P_k$  и  $W_k$  — значение матриц  $P$  и  $W$  в  $k$ -м ноде. Положим матрицы  $S_k = S(x_{k+1/2})$  и  $T_k = T(x_{k+1/2})$ . Тогда для матриц  $\varepsilon_k = \varepsilon(x_{k+1/2})$  и  $\theta_k = \theta(x_{k+1/2})$  получаем выражения  $\varepsilon_k = W_k S_k W_k^{-1}$  и  $\theta_k = W_k T_k W_k^{-1}$ . Диагональные элементы матриц  $S_k$  и  $T_k$  имеют следующий вид:

$$s_{1,1}^{(k)} = \begin{cases} \frac{|p_1|h_k}{\sin(|p_1|h_k)}, & \text{если } p_1^2 < 0; \\ 1, & \text{если } p_1^2 = 0; \\ \frac{|p_1|h_k}{\operatorname{sh}(|p_1|h_k)}, & \text{если } p_1^2 > 0; \end{cases} \quad f_{1,1}^{(k)} = \begin{cases} \frac{\operatorname{tg}(|p_1|h_k/2)}{|p_1|h_k/2}, & \text{если } p_1^2 < 0; \\ 1, & \text{если } p_1^2 = 0; \\ \frac{\operatorname{th}(|p_1|h_k/2)}{|p_1|h_k/2}, & \text{если } p_1^2 > 0; \end{cases}$$

$$s_{n,n}^{(k)} = \frac{|p_n|h_k}{\operatorname{sh}(|p_n|h_k)}; \quad f_{n,n}^{(k)} = \frac{\operatorname{th}(|p_n|h_k/2)}{|p_n|h_k/2}; \quad n = 2, \dots, N+1.$$

Здесь величины  $p_n$  относятся к  $k$ -му ноде. Воспользовавшись условием непрерывности  $\Phi^{(1)}$  и  $\Phi^{(2)}$  на границах нодов, из представления (16) получаем соотношения

$$\Phi_{k+1/2}^{(2)} = -\sigma_{k+1/2} (\varepsilon_{k+1} \bar{\Phi}_{k+1}^{(1)} - \varepsilon_k \bar{\Phi}_k^{(1)}); \quad k = 1, \dots, K-1, \quad (17)$$

где  $\sigma_{k+1/2} = (\theta_k P_k + \theta_{k+1} P_{k+1})^{-1}$ . Эти соотношения можно считать нодальным аналогом законов сохранения. При выводе аналогичных соотношений для значений  $\Phi^{(2)}$  на границах реактора используются граничные условия. Тогда

$$\Phi_{1/2}^{(2)} = -\sigma_{1/2} \varepsilon_1 \bar{\Phi}_1^{(1)}; \quad \Phi_{K+1/2}^{(2)} = \sigma_{K+1/2} \varepsilon_K \bar{\Phi}_K^{(1)}, \quad (18)$$

где матрицы  $\sigma_{1/2} = (D_1^{-1}A_1 + \theta_1 P_1)^{-1}$ ;  $\sigma_{K+1/2} = (D_1^{-1}A_1 + \theta_K P_K)^{-1}$ .

Присоединив соотношения (17), (18) к уравнениям баланса (12) и начальным условиям (13), получаем замкнутую систему уравнений нодальной модели реактора. В этой модели на размеры надкритических нодов накладываются слабые ограничения:  $h \leq L$ ;  $h \neq (\pi/|p_1|)k$ ;  $k \geq 1$ , где  $h$  — размер нода;  $L$  — толщина физической зоны. Они связаны с синусоидальным характером асимптотического поведения решения.

Подставляя полученные для  $\Phi_{k+1/2}^{(2)}$  выражения в уравнения баланса, приходим к системе уравнений для  $\bar{\Phi}_k^{(1)}$  и  $\bar{C}_{m,k}$ . Для того чтобы записать ее в единообразном виде, добавим два фиктивных нода, примыкающих к левому и правому граничному ноду с внешней стороны реактора. Припишем им номера 0 и  $K+1$ . Положим в фиктивных нодах вектор-функции  $\bar{\Phi}_0^{(1)} = \bar{\Phi}_{K+1}^{(1)} = 0$ , а матрицы  $\epsilon_0 = \epsilon_{K+1} = 0$ . Тогда

$$\frac{1}{v} \frac{d\bar{\Phi}_k^{(1)}}{dt} = \Lambda_1 \frac{(\sigma_{k-1/2} \epsilon_{k-1}) \bar{\Phi}_{k-1}^{(1)} - (\sigma_{k-1/2} + \sigma_{k+1/2}) \epsilon_k \bar{\Phi}_k^{(1)} + (\sigma_{k+1/2} \epsilon_{k+1}) \bar{\Phi}_{k+1}^{(1)}}{h_k} - B_1 \bar{\Phi}_k^{(1)} + \bar{q}_k^{(1)}; \quad (19)$$

$$\frac{d\bar{C}_{m,k}}{dt} = -\lambda_m \bar{C}_{m,k} + \beta_m \nu \sum_f \bar{\Phi}_{0,k}^N; \quad m = 1, \dots, M; \quad k = 1, \dots, K.$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (19) с начальными условиями (13) описывает эквивалентную нодальную модель реактора, которая отвечает смешанной задаче (9)—(11) для «симметризованных» уравнений кинетики.

Построенная нодальная модель точна только для критического реактора. Если в реактор вводится реактивность, то разложения (15) решения  $\Phi^{(1)}$  в нодах перестают быть точными. Поэтому соотношения (17), (18) носят приближенный характер, что накладывает дополнительные ограничения на размер нодов. Для того чтобы их ослабить, будем использовать при построении нодальной модели нестационарные пробные функции, учитывающие динамику процесса переноса нейтронов в реакторе. А именно, в каждый момент времени  $t$  пробные функции в ноде находим, решая уравнение (14) с матрицами, соответствующими возмущенному состоянию реактора. При этом к модифицированной матрице  $B_1$  прибавляется диагональная матрица временных поправок  $\Delta B_1$ :

$$\Delta b_{1,1}^{(1)} = \frac{1}{v} \frac{d\bar{\Phi}_{0,k}^N}{dt} / \bar{\Phi}_{0,k}^N + \nu \sum_{m=1}^M \beta_m \frac{\frac{d\bar{C}_{m,k}}{dt} / \bar{C}_{m,k}}{\lambda_m + \frac{d\bar{C}_{m,k}}{dt} / \bar{C}_{m,k}}; \quad \Delta b_{i,i}^{(1)} = \frac{1}{v} \frac{d\bar{\Phi}_{2i-2,k}^N}{dt} / \bar{\Phi}_{2i-2,k}^N;$$

$$i = 2, \dots, N+1.$$

Теперь пробные функции в нодах, а с ними матрицы в соотношениях (17) и (18) зависят от логарифмических производных по времени решения задачи Коши (13), (19). Следовательно, нодальная модель реактора существенно нелинейна и описывается дифференциальными уравнениями, не разрешенными относительно производных. Временное поведение поправок более регулярно, чем решение задачи. Поэтому при численной реализации этой модели для расчета на временном шаге коэффициентов системы (19) можно использовать поправки, вычисленные на предыдущих шагах по времени.

После окончания переходного процесса в реакторе решение задачи (9)—(11) хорошо описывается его асимптотической частью. В этом случае поправки слабо зависят от времени, а потому нодальная модель реактора становится практически линейной. Тем самым приходим к асимптотической (при  $t \rightarrow \infty$ ) линейной нодальной модели реактора. При ее построении в формулах для вычисления поправок используется асимптотическое решение задачи, поэтому поправки не зависят от времени.

Пренебрегая в нелинейной нодальной модели реактора временными поправками, получим еще одну линейную модель. Стационарные пробные функции, используемые при ее построении, соответствуют возмущенному состоянию реактора, но не учитывают, как в асимптотической модели, запаздывающие нейтроны.

При уменьшении размера нодов  $h_k$  диагональные элементы матриц  $\varepsilon_k$  и  $\theta_k$  стремятся к единице, а недиагональные — к нулю. Полагая эти матрицы единичными, приходим к обычной трехточечной конечно-разностной схеме второго порядка [4]. Она получается, если при построении нодальной модели в качестве пробных функций в нодах использовать линейные функции. Поэтому обычную конечно-разностную модель реактора можно рассматривать как асимптотическую (при малых значениях  $h_k$ ) для полученных нодальных моделей.

Решив задачу Коши (13), (19) и найдя  $\bar{\Phi}_k^{(1)}$  ( $k = 1, \dots, K$ ), можно восстановить разложения (15) приближенного решения в нодах, используя формулы (16), (17).

**Замечания.** 1. Предложенный метод позволяет получить аналогичные нестационарные многогрупповые нодальные модели плоского реактора в  $P_{2N+1}$ -приближении метода сферических гармоник. В этом случае при нахождении пробных функций в нодах нужно решать обобщенные несимметричные задачи на собственные значения. Их спектр, вообще говоря, комплексный. Это возможно, когда область тепловых нейтронов разбивается на несколько групп. 2. Для симметричного реактора на границе его симметрии часто ставится граничное условие зеркального отражения нейтронов. Тогда на этой границе вектор-функция  $\Phi^{(2)}(t, x)$  обращается в нуль. Это влечет соответствующую замену уравнений нодальной модели в (18). 3. С небольшим изменением метод позволяет при построении нодальной модели ограничиться основными пробными функциями, описывающими асимптотическое поведение решения задачи (9)—(11) в нодах, и несколькими следующими по значимости. Точность упрощенной модели достаточна для решения многих задач с крупными нодами.

## РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ НОДАЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ

Продемонстрируем эффективность метода на примере двухгрупповой нодальной модели реактора в  $P_1$ -приближении метода сферических гармоник. Для этого проводился расчет аварийного процесса разгона реактора из критического состояния с разбавлением бора по нодальной программе NOD2 [1], в которой реализована нелинейная нодальная модель реактора, и диффузионной мелкосеточной программе SMEKR [5]. Для численного решения задачи Коши использовалась программа LSODA из пакета программ решения жестких обыкновенных дифференциальных уравнений ODEPACK [6]. Подготовка констант для физических зон и расчет критичности реактора проводились с использованием 61-группового комплекса программ КРАМС [7]. Двухгрупповые потоки нейтронов в критическом реакторе нормировались так, чтобы в начальный момент времени полное энерговыделение в реакторе было равным единице.

Рассматривался симметричный относительно середины плоский реактор, состоящий из двух отражателей и трех топливных зон. Приведем их материальный состав и размеры:

- водный отражатель толщиной 30 см;
- зона топлива с ураном 4,4%-ного обогащения толщиной 30 см;
- зона топлива с ураном 1,5%-ного обогащения и плутонием толщиной 270 см;
- зона топлива с ураном 4,4%-ного обогащения толщиной 30 см;
- водный отражатель толщиной 30 см.

Изотопный состав топливных ячеек и плотность теплоносителя соответствуют горячему состоянию реактора ВВЭР (при температуре 558 К) с частично выгоревшей

активной зоной. Приведем полные доли запаздывающих нейтронов для топливных зон:  $\beta = 7,6 \cdot 10^{-3}$  в зоне 4,4%-ного обогащения и  $5,1 \cdot 10^{-3}$  в зоне 1,5%-ного обогащения.

Возмущение вносилось в топливные зоны 4,4%-ного обогащения скачкообразным снижением концентрации ядер  $^{10}\text{B}$  в воде топливных ячеек и поэтому носит локальный характер. Величина введенной в реактор реактивности  $\rho = 5,4 \cdot 10^{-3}$ . В этом случае идет процесс быстрого разгона реактора на мгновенных нейтронах. Поскольку длительность переходных процессов в реакторе мала, результаты расчетов представлены для интервала времени 0—0,5 с. Форма пространственного распределения групповых потоков в реакторе в основном устанавливается к  $\sim 0,1$  с.

В процессе разгона реактора форма групповых потоков меняется существенно. Чтобы это показать, потоки быстрых и тепловых нейтронов нормировались на их средние значения в реакторе. Типичный вид пространственного распределения отнормированных потоков в реакторе с учетом его симметрии приведен на рис. 1, 2.

В нодальном расчете в качестве нодов брались отражатели, топливные зоны с ураном 4,4%-ного обогащения, прилегающие к ним слои толщиной 30 см и оставшаяся часть активной зоны реактора. Как видно из рис. 3, расчеты полного энерговыделения в реакторе по программам NOD2 и SMEKR достаточно хорошо согласуются. Для средних потоков нейтронов в зонах также получено хорошее согласие. При объединении трех нодов, находящихся в центральной части активной зоны, точность нодального расчета этих величин уменьшилась на 9%.

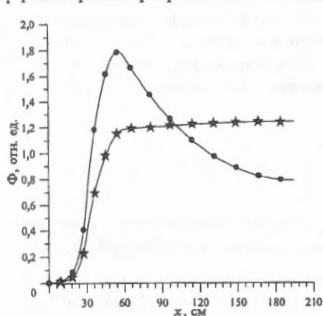


Рис. 1. Пространственное распределение нормированного потока быстрых нейтронов в реакторе при  $t = 0$  (★),  $0,5$  с (●)

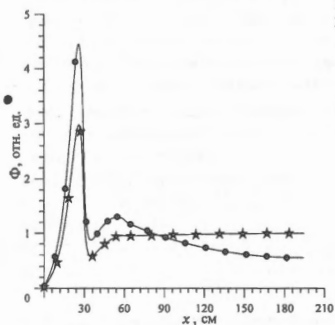


Рис. 2. Пространственное распределение нормированного потока тепловых нейтронов в реакторе при  $t = 0$  (★),  $0,5$  с (●)

Для средних потоков нейтронов в зонах также получено хорошее согласие. При объединении трех нодов, находящихся в центральной части активной зоны, точность нодального расчета этих величин уменьшилась на 9%.

Исключение из нелинейной нодальной модели временных поправок приводило к существенному снижению ее точности, что отражено на рис. 4. В расчетах по упрощенной модели ноды дополнительно разбивались на две и четыре равные части. Таким образом, расчеты проводились с 7, 14 и 28 нодами. С увеличением числа нодов точность расчетов заметно возрастала.

Аналогичный анализ точности нелинейной нодальной модели проводился при расчете аварийного процесса разгона реактора с извлечением из активной зоны управляющего стержня. В этом случае форма групповых потоков в процессе разгона сильно меняется там, где внесено возмущение. Поэтому нестационарные пробные

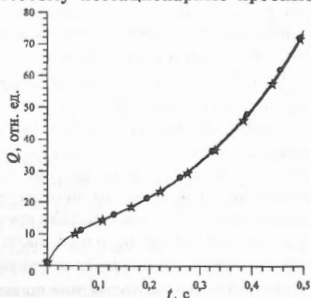


Рис. 3. Временная зависимость полного энерговыделения в реакторе: ★ — SMEKR; ● — NOD2

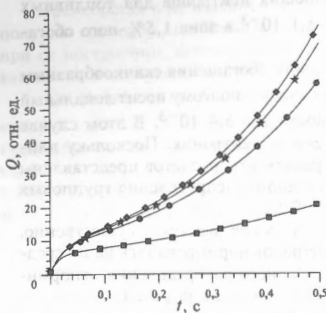


Рис. 4. Временная зависимость полного энерговыделения в реакторе:  $\blacklozenge$  — 7 нодов (нелинейная модель);  $\blacksquare$ ,  $\bullet$ ,  $\star$  — 7, 14, 28 нодов (упрощение нелинейной модели)

Однако для ее построения предварительно требуется найти основное собственное значение спектральной задачи, соответствующей системе уравнений пространственной кинетики, т.е. «постоянную спада» в асимптотическом решении этой системы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен метод построения нестационарных нодальных моделей плоского реактора в многогрупповом  $P_{2N+1}$ -приближении метода сферических гармоник. Эффективность метода показана на примере нелинейной нодальной модели в двухгрупповом  $P_1$ -приближении. Для этого проведены расчеты аварийных процессов разгона реактора на мгновенных нейтронах из критического состояния. При этом рассматривались разные способы внесения в реактор локальных возмущений с реактивностью  $\rho \approx \beta$ .

Нелинейная нодальная модель описывается неявной системой обыкновенных дифференциальных уравнений с начальными условиями. При ее построении используются нестационарные пробные функции, учитывающие динамику процесса. Как показывают расчеты, именно это позволяет модели с крупными нодами описывать быстропротекающий нестационарный процесс в реакторе с высокой точностью. К концу переходного процесса в реакторе модель становится практически линейной.

Получены также линейные нодальные модели реактора. Модель с пробными функциями, соответствующими критическому состоянию реактора, хорошо описывает нестационарный процесс с достаточно крупными нодами, когда в критический реактор вводится небольшая реактивность. Более точной является асимптотическая нодальная модель реактора. Для построения этой модели нужно знать «постоянную спада» в асимптотическом решении системы уравнений пространственной кинетики. Исключая из нелинейной нодальной модели временные поправки, получаем упрощенную модель. В расчетах по ней можно использовать значительно более крупные ноды, чем в обычной второго порядка точности конечно-разностной модели реактора.

Аналогичным методом можно получить одномерные нестационарные нодальные модели цилиндрического и сферического реактора.

Авторы выражают признательность В.Д. Сидоренко за поддержку работы и полезное обсуждение полученных результатов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пляшкевич В.Ю., Семенов В.Н., Фролова С.А. Анализ точности двухгруппового нодального подхода при расчете быстрых переходных процессов. Разработка расчетного модуля и численный анализ точности различных приближений: Отчет РНЦ КИ инв. № 32/1-41-498, 1998.
2. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1974.
3. Владимирив В.С. Математические задачи односкоростной теории переноса частиц. — Тр. МИАН СССР, 1961, т. 61.
4. Самарский А.А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1983.
5. Пляшкевич В.Ю., Семенов В.Н., Фролова С.А. Исследование влияния деформации спектра тепловых нейтронов в процессе разгона реактора на динамику и характеристики процесса: Отчет РНЦ КИ инв. № 32/1-315—97, 1997.
6. Hindmarsh A.C. ODEPACK, a systematized collection of ODE solvers. — In: Scientific Computing/Ed. R.S. Stepleman et al. — North-Holland, Amsterdam, 1983, p. 55—64.
7. Пляшкевич В.Ю., Пшенин В.В., Фролова С.А. Новая версия программы КРАМС-ЕС: Отчет ИАЭ инв. № 32/836288, 1987.

Статья поступила в редакцию 20 июля 2000 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, с. 13—23.

## УРАВНЕНИЯ МПГ В ПРИБЛИЖЕНИИ $\langle 6F+1 \rangle$ ДЛЯ РЕАКТОРОВ, СОСТОЯЩИХ ИЗ ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ ЯЧЕЕК (КАССЕТ)

*Н.И. Лалетин, А.А. Ковалишин*

*123182, Москва, РНЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1*

Получены уравнения метода поверхностных гармоник в приближении  $\langle 6F+1 \rangle$  для реакторов с гексагональной решеткой. Приведены результаты тестовых расчетов двумерных и трехмерных модельных активных зон реакторов различных типов. Определен номер приближения МПГ, достаточный для расчетов реакторов ВВЭР-1000, ВВЭР-440, PWR, HWR в гексагональной в плане геометрии.

THE EQUATIONS OF THE SURFACE HARMONICS METHOD IN  $\langle 6F+1 \rangle$  APPROXIMATION FOR THE CORES WITH HEXAGONAL CELLS (ASSEMBLIES). N.I. LALETIN. A.A. KOVALISHIN. The Surface Harmonics Method (SHM) equations with  $\langle 6F+1 \rangle$  approximation for cores with hexagonal cells are obtained. Test results for 2- and 3-dimensional model cores for reactors of different types are presented. The SHM approximation number, suffice for calculations of VVER-1000, VVER-440, PWR, and HWR reactors with hexagonal geometry in plane, is obtained.

## ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных задач является значительное увеличение точности прогноза поведения ядерного реактора при одновременном повышении или хотя бы сохранении его оперативности [1]. Создание соответствующего инструмента требует применения новых, уточненных методов решения реакторных задач. Одним из них является метод поверхностных гармоник (МПГ) [2, 3], имеющий ряд преимуществ по сравнению с остальными [4].

Цель данной работы — выяснить номер приближения метода поверхностных гармоник, достаточный для проведения расчетов гексагональных решеток с приемлемой для практических целей точностью. Как следовало из [5], расчет в приближении  $\langle 6F \rangle$  для некоторых задач давал погрешность порядка 5—6% в кассетном энерговыделении. Как правило, такая заметная погрешность имела в задачах, в которых ставилось «альбедное» условие на внешней границе реактора, в то время как для сборок с более жестким условием — ноль потока на внешней границе — погрешность энерговыделения не превышала 1%. В [5] было сделано предположение, что этот факт связан с неадекватностью постановки «альбедного» граничного условия в тестовых задачах. Проверка этого предположения проведена в данной работе.

## ПОЛУЧЕНИЕ УРАВНЕНИЙ МПГ В ПРИБЛИЖЕНИИ $\langle 6F+1 \rangle$

В [5] приведено несколько тестовых расчетов двумерных АЗ реакторов типа ВВЭР, сосчитанных в приближении МПГ  $\langle 6F \rangle$ . Отличие результатов таких расчетов от точных составляло для некоторых сборок 1,8—5,4% в касетном энерговыделении, причем такая большая погрешность наблюдалась для задач, в которых а) отсутствовал отражатель; б) ставилось «альбедное» граничное условие. Напомним, что точное решение соответствующих задач было получено различными авторами примерно по одной и той же схеме: несколько диффузионных расчетов с различными достаточно малыми шагами конечно-разностной сетки и дальнейшая экстраполяция соответствующих величин к предельным при устремлении шага к нулю. При такой постановке задачи в пределе для граничного условия получаем:

$$\Phi(r_p) = -gJ(r_p), \quad g = \text{const}, \quad (1.1)$$

где  $\Phi(r_p)$  — поток нейтронов на внешней границе;  $J(r_p)$  — ток нейтронов на внешней границе. Таким образом, на внешней границе реактора пространственный ход тока и потока совпадают, причем, учитывая специфику структуры АЗ из шестигранных ячеек, можно предположить, что  $\Phi(r_p)$  и  $J(r_p)$  будут довольно сильно изменяться в пределах грани одной кассеты.

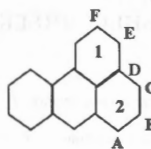


Рис. 1. Сборка ВВЭР

На рис. 1 показана АЗ ВВЭР (симметрия  $30^\circ$ ), на рис. 2 — примерное поведение потока на границе такого реактора. Очевидно, что такая сильная локальная зависимость (в пределах грани одной ячейки) нейтронного поля от координаты обусловлена наличием выступающих частей ячеек (точки E, C, B). Решение же МПГ строится из функций, для которых  $J(r_p) = \text{const}$ . Для приближений по  $\langle 6F \rangle$  включительно ясно, что обеспечить одинаковый ход по грани тока и потока не удастся, и решается некоторая задача с граничными условиями

$$\Phi(r_p) = -g(r_p)J, \quad J = \text{const}. \quad (1.2)$$

Для улучшения адекватности постановки граничных условий в тестовых задачах мы ввели в рассмотрение дополнительную пробную функцию в граничных ячейках.

На рис. 3 показаны способы втекания токов для вычисления соответствующих пробных функций и их ориентация относительно границы реактора.  $K_1$  водится в ячейках типа 1 (см. рис. 1), имеющих две внешние грани,

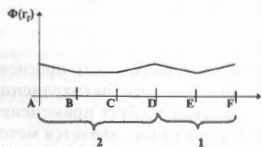


Рис. 2. Примерная зависимость потока на внешней границе сборки от координат границы

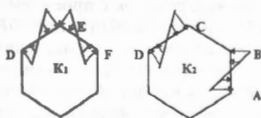


Рис. 3. Схемы втекания токов для вычисления дополнительных пробных функций в граничных ячейках

каках типа 1 (см. рис. 1), имеющих две внешние грани,  $K_2$  — в ячейках типа 2 (см. рис. 1) с тремя внешними гранями. Заметим, что функция  $K_2$  является суммой двух соответствующим образом ориентированных функций  $K_1$ . В дальнейшем мы используем это обстоятельство.

Для того чтобы более наглядно продемонстрировать смысл введения дополнительной гармоник, рассмотрим следующий пример. Пусть кассета (рис. 4) находится на границе активной зоны и грани АВ и ВС являются внешними. Из-за большой утечки поведение решения на гранях АВ и ВС будет определяться в основном функцией  $\Psi^y$ . Поведение на границе тока и потока для гармоник  $\Psi^y$  и дополнительной гармоник представлено на рис. 5. Для приближения МПГ  $\langle 6F \rangle$  мы получаем, что на внешних гранях кассеты ток по-

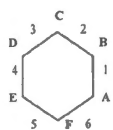


Рис. 4. Нумерация граней шестигранной ячейки

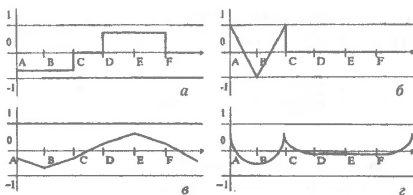


Рис. 5. Схематичные зависимости тока (а, б) и потока (в, г) от координаты грани кассеты для гармоники  $\Psi^7$  (а, в) и дополнительной гармоники (б, г)



Рис. 6. Схематичные зависимости тока (1) и потока (2) на внешней границе кассеты без дополнительной гармоники (а) и после ее введения (б)

быть достаточно точно представлены линейной функцией координат (рис. 6, б). Соответственно в первом случае условие (1.1) выполняется только в среднем по грани, а во втором — с хорошей степенью точности для всех точек грани (если более строго, то только для постоянной и линейной компонент решения на внешней границе, которые, однако, являются в данном случае определяющими зависимость решения на внешней границе).

Повторим процедуру минимизации функционала поверхностной невязки из работы [2] и, не ограничиваясь в разложении функции ценности нейтронов на гранях граничных кассет только первыми шестью поверхностными гармониками, введем дополнительно к ним следующую, связанную с основными координатными функциями:

$$\tilde{W}_7(\vec{r}_s) = \begin{cases} 0, & \text{если } r_s \in [a, b]; \\ \text{линейная функция от } r_s, & \tilde{W}_7(b) = -1, \tilde{W}_7(c) = 1, \text{ если } r_s \in [b, c]; \\ \text{линейная функция от } r_s, & \tilde{W}_7(c) = 1, \tilde{W}_7(d) = -1, \text{ если } r_s \in [c, d]; \\ 0, & \text{если } r_s \in [d, e]; \\ 0, & \text{если } r_s \in [e, f]; \\ 0, & \text{если } r_s \in [f, a], \end{cases}$$

если ячейка имеет две внешние грани — 2 и 3;

$$\tilde{W}_7(\vec{r}_s) = \begin{cases} \text{линейная функция от } r_s, & \tilde{W}_7(a) = -1, \tilde{W}_7(b) = 1, \text{ если } r_s \in [a, b]; \\ 0, & \text{если } r_s \in [b, c]; \\ \text{линейная функция от } r_s, & \tilde{W}_7(c) = 1, \tilde{W}_7(d) = -1, \text{ если } r_s \in [c, d]; \\ 0, & \text{если } r_s \in [d, e]; \\ 0, & \text{если } r_s \in [e, f]; \\ 0, & \text{если } r_s \in [f, a], \end{cases}$$

если ячейка имеет три внешние грани — 1, 2 и 3. Номера граней и границы соответствующих отрезков показаны на рис. 4.

Каждый раз будем ориентировать седьмую гармонику в соответствии с тем, какие из граней кассеты являются внешними, а в зависимости от числа внешних граней у рассматриваемой кассеты будем вводить в разложение ценности поверхностную гармонику того или иного сорта. Заметим также, что введенную нами функцию всегда можно представить в виде линейной комбинации основных поверхностных гармоник  $W_7 - W_{12}$  из [2]. Далее, повторяя рассуждения из [2], запишем граничное условие для вычисления пробных функции  $K_{1,2}$  (напомним, что в МПГ в качестве пробных

функций используются решения уравнения переноса внутри ячеек (кассет), удовлетворяющие некоторым граничным условиям). Рассмотрим сначала ячейку с двумя внешними границами:

$$\frac{1}{2a} \int \int_{4\pi} \int_E (\vec{\Omega}, \vec{n}) \theta_g(E) \tilde{W}_7(r_s) K_{g'}(w) dr_s dEd\vec{\Omega} = \delta_{g,g'}. \quad (1.3)$$

Здесь и далее индекс, обозначающий тип функции (1 или 2), опустим;  $w$  — совокупность всех переменных, от которых зависит функция, описывающая поле нейтронов;  $a$  — длина грани кассеты;  $n$  — нормаль к грани кассеты;

$$\theta_g(E) = \begin{cases} 1, & E \in [E_g, E_{g+1}] \\ 0, & E \notin [E_g, E_{g+1}] \end{cases}$$

— характеристическая функция энергии;  $E_g$  и  $E_{g+1}$  — границы интервала  $g$ -й группы нейтронов.

Определим следующие групповые матрицы с элементами:

$$\begin{aligned} r_{0g,g'} &= \frac{3}{4\pi} \int \int_E \int_{[b,c]} (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) \tilde{W}_7(r_s) K_{g'}(w) dr_s dEd\vec{\Omega}; \\ r_{1g,g'} &= \frac{3}{4\pi} \int \int_E \int_{[b,c]} (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) K_{g'}(w) dr_s dEd\vec{\Omega}; \\ r_{2g,g'} &= \frac{3}{a} \int \int_E \int_{[a,b]} (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) K_{g'}(w) dr_s dEd\vec{\Omega}; \\ r_{3g,g'} &= \frac{3}{a} \int \int_E \int_{[f,a]} (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) K_{g'}(w) dr_s dEd\vec{\Omega}, \end{aligned} \quad (1.4)$$

а также введем некоторые дополнительные характеристики от уже известных пробных функций  $\psi^x(w)$ ,  $\psi^y(w)$ ,  $\xi^x(w)$ ,  $\xi^y(w)$ :

$$\begin{aligned} \psi_{1g,g'} &= \frac{3}{a} \int \int_E \int_{[b,a]} (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) l(r_s) \psi_{g'}^y(w) dr_s dEd\vec{\Omega}; \\ \xi_{1g,g'} &= \frac{3}{a} \int \int_E \int_{[b,a]} (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) l(r_s) \xi_{g'}^y(w) dr_s dEd\vec{\Omega}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Здесь  $l(r_s)$  — линейная от координаты грани 1 (см. рис. 5) функция,  $l(a) = -1$ ;  $l(b) = 1$  — ориентация функций  $\psi^x(w)$ ,  $\psi^y(w)$ ,  $\xi^x(w)$ ,  $\xi^y(w)$ , такая же, как и в [2]. Выражения (1.4) — это вклад от функции  $\tilde{W}_7$  в коэффициенты разложения при полиноме Лежандра  $P_0$  (матрицы  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $r_3$ ) и  $P_1$  (матрица  $r_0$ ) при разложении в ряд по функциям Лежандра потока отдельно на каждой грани кассеты. Выражения (1.5) — это вклад в коэффициенты разложения при полиноме Лежандра  $P_1$  от соответствующих пробных функций. Если кассета симметрична относительно поворота на  $60^\circ$ , то будут справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \frac{3}{a} \int \int_{4\pi} \int_E (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) \tilde{W}_7(r_s) K_{g'}(w) dr_s dEd\vec{\Omega} &= r_{0g,g'}; \\ \frac{3}{a} \int \int_{4\pi} \int_E (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) K_{g'}(w) dr_s dEd\vec{\Omega} &= r_{1g,g'}; \\ \frac{3}{a} \int \int_{4\pi} \int_E (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) K_{g'}(w) dr_s dEd\vec{\Omega} &= r_{2g,g'}; \end{aligned}$$

$$\frac{3}{a} \int \int \int_{4\pi E [U, c]} (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) K_{g'}(w) dr_s dEd\vec{\Omega} = r_{3g, g'}; \quad (1.6)$$

$$\frac{3}{a} \int \int \int_{4\pi E [S_j]} (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) l(r_s) \psi_g^y(w) dr_s dEd\vec{\Omega} = \psi_{1g, g'} \cos 2\alpha_j;$$

$$\frac{3}{a} \int \int \int_{4\pi E [S_j]} (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) l(r_s) \psi_g^x(w) dr_s dEd\vec{\Omega} = \psi_{1g, g'} \sin 2\alpha_j;$$

$$\frac{3}{a} \int \int \int_{4\pi E [S_j]} (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) l(r_s) \xi_g^y(w) dr_s dEd\vec{\Omega} = \xi_{1g, g'} \cos \alpha_j;$$

$$\frac{3}{a} \int \int \int_{4\pi E [S_j]} (\vec{\Omega}, \vec{n})^2 \theta_g(E) l(r_s) \xi_g^x(w) dr_s dEd\vec{\Omega} = \xi_{1g, g'} \sin \alpha_j.$$

Здесь индекс  $[S_j]$  означает интервал интегрирования по  $j$ -й грани, нумерация граней, а также буквенные обозначения показаны на рис. 6,  $\alpha_j$  — угол между нормальными, опущенными на  $j$ -ю и первую грани.

Справедливость выражений (1.6) можно доказать строго, однако из-за громоздкости доказательства здесь не приводится.

Получим теперь конечно-разностные уравнения МПГ, учитывая кроме первых шести пробных функций также и седьмую в граничных ячейках. Очевидно, что отличие от приближения <6F> будет только в уравнениях для граничных ячеек и соседних с граничными. Таким образом, необходимо рассмотреть три случая: граница между внутренней и внешней ячейками, между внешней и внешней, внешняя граница граничной ячейки. Будем помнить также, что во всех трех случаях возможны два варианта: внешняя ячейка имеет две или три внешние грани. Если ячейка имеет одну внешнюю грань, вводить дополнительную гармонику не будем.

1. Внутренняя—внешняя. На рис. 7, а показано взаимное расположение внутренней 0 и внешней  $j$  ячеек, имеющих общую грань. Запишем выражение для тока на общей  $j$ -й грани через амплитуды пробных функций ячейки 0:

$$\vec{J}_j^0 = \delta \vec{I}_0 + \vec{I}_0^x \cos \alpha_j + \vec{I}_0^y \sin \alpha_j + \\ + \vec{x}_0^x \cos 2\alpha_j + \vec{x}_0^y \sin 2\alpha_j + \vec{t}_0 \cos 3\alpha_j$$

и аналогичное выражение для потока:

$$\vec{J}_j^0 = \hat{\varphi}_0 \delta \vec{I}_0 + \hat{\psi}_0 (\vec{I}_0^x \cos \alpha_j + \vec{I}_0^y \sin \alpha_j) + \hat{\xi}_0 (\vec{x}_0^x \cos 2\alpha_j + \vec{x}_0^y \sin 2\alpha_j) + \hat{u}_0 \vec{t}_0 \cos 3\alpha_j.$$

Здесь  $\delta \vec{I}_0$ ,  $\vec{I}_0^x$ ,  $\vec{I}_0^y$ ,  $\vec{x}_0^x$ ,  $\vec{x}_0^y$ ,  $\vec{t}_0$  — амплитуды шести пробных функций;  $\hat{\varphi}_0$ ,  $\hat{\psi}_0$ ,  $\hat{\xi}_0$ ,  $\hat{u}_0$  — соответствующие им матрицы;  $\alpha_j$  — угол между нормальными, опущенными на  $j$ -ю и 0-ю грани из центра ячейки 0. Умножим первое выражение на  $\hat{\psi}_0$  и вычтем из второго:

$$\vec{J}_j^0 - \hat{\psi}_0 \vec{J}_j^0 = \vec{\Phi}_0 - \vec{X}_0 \cos 2\alpha_j - \vec{Y}_0 \sin 2\alpha_j - \vec{T}_0 \cos 3\alpha_j. \quad (1.7a)$$

Аналогичное выражение запишем для ячейки  $j$ , для которой общая с 0-й ячейкой будет грань  $j+3$  или  $j-3$ . Учитывая, что  $a_{j+3} = a_j + \pi$ , получим:

$$\vec{J}_j^0 - \hat{\psi}_j \vec{J}_j^0 = \vec{\Phi}_j - \vec{X}_j \cos 2\alpha_j - \vec{Y}_j \sin 2\alpha_j + \vec{T}_j \cos 3\alpha_j + \hat{r}_k \vec{R}_j. \quad (1.7b)$$

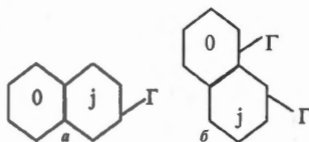


Рис. 7. Взаимное расположение ячеек, имеющих общую грань: а — внутренней и внешней ячеек; б — двух внешних

Здесь  $\vec{\Phi}_j = (\hat{\varphi}_j - \hat{\psi}_j)\delta I_j$ ;  $\vec{X}_j, \vec{Y}_j = (\hat{\psi}_j - \hat{\xi}_j)\vec{x}_j^0, \vec{x}_j^1$ ;  $\vec{T}_j(\hat{\psi}_j - \hat{u}_j)\vec{l}_j$  — новые переменные;  $R_j$  — амплитуда седьмой пробной функции К.

Далее, вычтем из уравнения (1.7б) уравнение (1.7а) и после преобразований получим выражение для тока через интересующую нас грань:

$$\vec{J}_j^0 = (\hat{\psi}_j + \hat{\psi}_0)^{-1} \left[ (\vec{\Phi}_j - \vec{\Phi}_0) - (\vec{X}_j - \vec{X}_0) \cos 2\alpha_j - (\vec{Y}_j - \vec{Y}_0) \sin 2\alpha_j + \right. \\ \left. + (\vec{T}_j + \vec{T}_0) \cos 3\alpha_j + \hat{r}_k \vec{R}_j \right]. \quad (1.8а)$$

2. Вешняя—внешняя. На рис. 7, б показано взаимное расположение двух внешних ячеек, имеющих общую грань. Повторяя процедуру первого пункта, запишем выражение для тока на общей  $j$ -й грани через амплитуды пробных функций ячейки 0 и  $j$ :

$$\vec{J}_j^0 = (\hat{\psi}_j + \hat{\psi}_0)^{-1} \left[ (\vec{\Phi}_j - \vec{\Phi}_0) - (\vec{X}_j - \vec{X}_0) \cos 2\alpha_j - (\vec{Y}_j - \vec{Y}_0) \sin 2\alpha_j + \right. \\ \left. + (\vec{T}_j + \vec{T}_0) \cos 3\alpha_j + (\hat{r}_k \vec{R}_j - \hat{r}_m \vec{R}_0) \right]. \quad (1.8б)$$

3. Внешняя граница внешней ячейки. Используя те же приемы, получим выражение для тока через внешнюю грань внешней ячейки:

$$\vec{J}_j^0 = (\hat{\psi}_j + \hat{\psi}_0)^{-1} [ -\vec{\Phi}_0 + \vec{X}_0 \cos 2\alpha_j + \vec{Y}_0 \sin 2\alpha_j + \vec{T}_0 \cos 3\alpha_j - \hat{r}_m \vec{R}_0 ]. \quad (1.8в)$$

Значения, которые принимают индексы  $k$  и  $m$ , зависят от трех параметров: количества внешних граней; номеров внешних граней; номера текущей грани. В табл. 1 представлены значения индексов для ячеек, имеющих две внешние грани, в табл. 2 — для ячеек с тремя внешними гранями в зависимости от номеров внешних граней  $j_1, j_2, j_3$  и номера текущей грани  $j$ , обозначение  $a + b$  показывает, что в формулах (1.8а)—(1.8в) следует взять сумму матриц  $r_a + r_b$ .

Т а б л и ц а 1. Индексы  $k$  и  $m$  в формулах (1.8а)—(1.8в) для ячеек с двумя внешними гранями

$j_1$	$j_2$	$j = 1$	$j = 2$	$j = 3$	$j = 4$	$j = 5$	$j = 6$
1,	2	1	1	2	3	3	2
2,	3	2	1	1	2	3	4
3,	4	3	2	1	1	2	4
4,	5	3	3	2	1	1	3
5,	6	2	3	3	2	1	2
ЭФМ	1	1	2	3	3	2	1

Т а б л и ц а 2. Индексы  $k$  и  $m$  в формулах (1.8а)—(1.8в) для ячеек с тремя внешними гранями

$j_1, j_2, j_3$	$j = 1$	$j = 2$	$j = 3$	$j = 4$	$j = 5$	$j = 6$
1, 2, 3	1+2	1+1	1+2	3+2	3+3	3+2
2, 3, 4	2+3	1+2	1+1	1+2	2+3	3+3
3, 4, 5	3+3	2+3	1+2	1+1	1+2	2+3
4, 5, 6	2+3	3+3	2+3	1+2	1+1	1+2
5, 6, 1	1+2	2+3	3+3	2+3	1+2	1+1
6, 1, 2	1+1	1+2	2+3	3+3	2+3	1+2

Далее таким образом (1.8а)—(1.8в) определенные токи входят в уравнения [3]. Напомним, что все оговоренные изменения касаются только граничных ячеек и имеющих общую грань с граничными.

Теперь получим уравнения для определения амплитуд дополнительных пробных функций  $R_j$ . Для этого запишем граничное условие для «наклонов» тока и потока:

$$\begin{aligned}
 -\hat{\gamma}\vec{R}_0 &= \hat{r}_0\vec{R}_0 \pm \hat{\psi}_t \frac{\sqrt{3}}{2} (J_0^x \sin 2\alpha_{j_1} + J_0^y \cos 2\alpha_{j_1}) \pm \hat{\xi}_t \frac{\sqrt{3}}{2} (\vec{x}_0^x \sin \alpha_{j_1} + \vec{x}_0^y \cos \alpha_{j_1}); \\
 -\hat{\gamma}\vec{R}_0 &= \hat{r}_0\vec{R}_0 \pm \hat{\psi}_t \frac{\sqrt{3}}{2} (J_0^x \sin 2\alpha_{j_2} + J_0^y \cos 2\alpha_{j_2}) \pm \hat{\xi}_t \frac{\sqrt{3}}{2} (\vec{x}_0^x \sin \alpha_{j_2} + \vec{x}_0^y \cos \alpha_{j_2}).
 \end{aligned} \quad (1.9)$$

Здесь  $j_1$  и  $j_2$  — номера граней, на которых дополнительная пробная функция имеет ненулевой наклон тока. Таких граней будет всегда две вне зависимости от количества внешних граней ячейки (см. рис. 3). Остальные обозначения имеют тот же смысл, что и ранее. Знаки в уравнениях (1.9), зависят от ориентации ячейки, и о них мы скажем отдельно. Таким образом, существуют два уравнения для определения одной неизвестной  $\vec{R}$ . Здесь имеется некоторый произвол, мы ввели одну гармонику и требуем выполнения граничных условий на двух гранях. Если мы правы в рассуждениях о локальной природе поведения потока на внешней границе кассеты, то уравнения (1.9) будут линейно зависимы в том смысле, что части, не содержащие  $\vec{R}$ , будут равны (или по крайней мере близки). Тогда для определения  $\vec{R}$  можно взять любое из них. Тем не менее сложим уравнения (1.9) и выразим  $\vec{R}$  через амплитуды пробных функций первого порядка:

$$\vec{R}_0 = -\frac{\sqrt{3}}{4} (\hat{r}_0 + \hat{\gamma})^{-1} \left\{ \begin{aligned} &\hat{\psi}_t [J_0^x (A \sin 2\alpha_{j_1} + B \sin 2\alpha_{j_2}) + J_0^y (A \cos 2\alpha_{j_1} + B \cos 2\alpha_{j_2})] + \\ &+ \hat{\xi}_t \frac{2}{H} \sum_x [\vec{x}_0^x (A \sin 2\alpha_{j_1} + B \sin 2\alpha_{j_2}) + \vec{y}_0^x (A \cos 2\alpha_{j_1} + B \cos 2\alpha_{j_2})] \end{aligned} \right\}. \quad (1.10)$$

Коэффициенты  $A$  и  $B$  зависят от ориентации граничных кассет (табл. 3, 4).

Т а б л и ц а 3. Коэффициенты  $A$  и  $B$  для кассет с двумя внешними гранями

$i_1, i_2$	$A$	$B$
1, 2	1	1
2, 3	-1	-1
3, 4	1	1
4, 5	-1	-1
5, 6	1	1
6, 1	-1	-1

Т а б л и ц а 4. Коэффициенты  $A$  и  $B$  для кассет с тремя внешними гранями

$i_1, i_2, i_3$	$A$	$B$
1, 2, 3	1	-1
2, 3, 4	-1	1
3, 4, 5	1	-1
4, 5, 6	-1	1
5, 6, 1	1	-1
6, 1, 2	-1	1

В формулу (1.10) входят величины  $J^x, J^y$  амплитуд 2-й и 3-й пробных функций, которые были ранее [3] исключены, поэтому для удобства выразим их через параметры, непосредственно применяемые в расчете. Для этого воспользуемся граничными условиями на гранях  $J_1, J_2$ :

$$\begin{aligned}
 &\hat{\varphi}_0 \delta \vec{J} + \hat{\psi}_0 (J_0^x \cos \alpha_{j_1, j_2} + J_0^y \sin \alpha_{j_1, j_2}) + \hat{\xi}_0 (\vec{x}_0^x \cos 2\alpha_{j_1, j_2} + \vec{x}_0^y \sin 2\alpha_{j_1, j_2}) + \hat{u}_0 \vec{t}_0 \cos 3\alpha_{j_1, j_2} + \\
 &+ \hat{r}_1 \vec{R}_0 = -\hat{\gamma} (\delta \vec{J}_0 + J_0^x \cos \alpha_{j_1, j_2} + J_0^y \sin \alpha_{j_1, j_2} + \vec{x}_0^x \cos 2\alpha_{j_1, j_2} + \vec{x}_0^y \sin 2\alpha_{j_1, j_2} + \vec{t}_0 \cos 3\alpha_{j_1, j_2}).
 \end{aligned} \quad (1.11)$$

Мы имеем два уравнения (для двух граней  $j_1$  и  $j_2$ ), из которых можем получить выражения для интересующих нас величин  $J^x, J^y$ . Введя обозначения из [3], получим:

$$\vec{J}_0^y = \frac{\vec{Q}_2 \cos \alpha_{j1} - \vec{Q}_1 \cos \alpha_{j2}}{\sin \alpha_{j1} \cos \alpha_{j2} - \sin \alpha_{j2} \cos \alpha_{j1}};$$

$$\vec{J}_0^x = -\frac{\vec{Q}_1 + \vec{J}_0^y \sin \alpha_{j1}}{\cos \alpha_{j1}};$$

$$\vec{Q}_k = \left[ \frac{H}{4} \hat{\Sigma}_{\Phi} + (\hat{\psi}_0 + \hat{\gamma})^{-1} \right] \vec{\Phi}_0 + \left[ \frac{H}{2} \hat{\Sigma}_X - (\hat{\psi}_0 + \hat{\gamma})^{-1} \right] (\vec{X}_0 \cos \alpha_{jk} + \vec{Y}_0 \sin \alpha_{jk}) +$$

$$+ \left[ \frac{H}{4} \hat{\Sigma}_T - (\hat{\psi}_0 + \hat{\gamma})^{-1} \right] \vec{T}_0 \cos 3\alpha_{jk} + (\hat{\psi}_0 + \hat{\gamma})^{-1} \hat{r}_1 \vec{R}_0. \quad (1.12)$$

Здесь  $H$  — размер кассеты «под ключ»;

$$\hat{\Sigma}_{\Phi} = \frac{4}{H}(\hat{\psi}_0 - \hat{\psi}_0)^{-1}; \quad \hat{\Sigma}_X = \frac{2}{H}(\hat{\psi}_0 - \hat{\xi}_0)^{-1}; \quad \hat{\Sigma}_T = \frac{4}{H}(\hat{\psi}_0 - \hat{u}_0)^{-1};$$

$$\hat{\Phi}_0 = (\hat{\psi}_0 - \hat{\psi}_0) \delta \vec{J}_0; \quad \vec{X}_0, \vec{Y}_0 = (\hat{\psi}_0 - \hat{\xi}_0) \vec{x}_0^{X,Y}; \quad \vec{T}_0 = (\hat{\psi}_0 - \hat{u}_0) \vec{t}_0;$$

$k$  принимает значения 1 и 2.

Таким образом, получены уравнения (1.8а)—(1.8в), (1.10) и (1.11), которые дополняют систему уравнений из [3], позволяя при этом проводить расчеты МПГ в приближении  $\langle 6F \rangle$  и с дополнительной гармоникой в граничных ячейках. Итоговая система уравнений для шестигранной решетки выглядит следующим образом:

$$\frac{3}{4H^2} \sum_{j=1}^6 \vec{J}_j^0 - \hat{\Sigma}_{\Phi} \vec{\Phi} = 0; \quad \frac{3}{4H^2} \sum_{j=1}^6 \vec{J}_j^0 \cos 2\alpha_j - \hat{\Sigma}_X \vec{X} = 0;$$

$$\frac{3}{4H^2} \sum_{j=1}^6 \vec{J}_j^0 \sin 2\alpha_j - \hat{\Sigma}_Y \vec{Y} = 0; \quad \frac{3}{4H^2} \sum_{j=1}^6 \vec{J}_j^0 \cos 3\alpha_j + \hat{\Sigma}_T \vec{T} = 0.$$

Если ячейка 0 внутренняя (не имеет внешних граней), то:

$$\vec{J}_j^0 = (\hat{\psi}_j + \hat{\psi}_0)^{-1} [(\vec{\Phi}_j - \vec{\Phi}_0) - (\vec{X}_j - \vec{X}_0) \cos 2\alpha_j - (\vec{Y}_j - \vec{Y}_0) \sin 2\alpha_j + (\vec{T}_j + \vec{T}_0) \cos 3\alpha_j];$$

если ячейка  $j$  не имеет внешних граней (внутренняя);

$$\vec{J}_j^0 = (\hat{\psi}_j + \hat{\psi}_0)^{-1} [(\vec{\Phi}_j - \vec{\Phi}_0) - (\vec{X}_j - \vec{X}_0) \cos 2\alpha_j - (\vec{Y}_j - \vec{Y}_0) \sin 2\alpha_j + (\vec{T}_j + \vec{T}_0) \cos 3\alpha_j + \hat{r}_k \vec{R}_j],$$

если ячейка  $j$  имеет внешние грани (внешняя).

Если ячейка 0 внешняя (имеет внешнюю грань), то:

$$\vec{J}_j^0 = -(\hat{\psi}_j + \hat{\psi}_0)^{-1} [(\vec{\Phi}_j - \vec{\Phi}_0) - (\vec{X}_j - \vec{X}_0) \cos 2\alpha_j - (\vec{Y}_j - \vec{Y}_0) \sin 2\alpha_j + (\vec{T}_j + \vec{T}_0) \cos 3\alpha_j + \hat{r}_k \vec{R}_j],$$

если ячейка  $j$  не имеет внешних граней (внутренняя);

$$\vec{J}_j^0 = (\hat{\psi}_j + \hat{\psi}_0)^{-1} \left[ (\vec{\Phi}_j - \vec{\Phi}_0) - (\vec{X}_j - \vec{X}_0) \cos 2\alpha_j - (\vec{Y}_j - \vec{Y}_0) \sin 2\alpha_j + (\vec{T}_j + \vec{T}_0) \cos 3\alpha_j + (\hat{r}_k \vec{R}_j - \hat{r}_m \vec{R}_0) \right],$$

если ячейка  $j$  также имеет внешние грани.

Для определения дополнительной переменной используется формула (1.10).

## РАСЧЕТЫ ДВУМЕРНЫХ СБОРОК

По программе МПГ-ГЕКС [6], в которой реализован вышеприведенный алгоритм, было рассчитано несколько двумерныхборок водо-водяных реакторов. Прецизионные результаты всех тестовых задач были получены различными авторами примерно одним и тем же образом: кассеты считались однородными и для них были заданы двухгруп-

повые диффузионные константы, далее проводилось несколько расчетов одной активной зоны с разными достаточно малыми шагами конечно-разностной сетки. Таким образом были получены практически точные решения дифференциального уравнения диффузии в реакторе. Тест 1 был предложен в [7] и получен с помощью программы НЕМ-3, тесты 2—9 использовались для верификации американской программы АНС-Н (подробное их описание содержится в [8]). В нашей работе приведены двухгрупповые константы, картограммы и прецизионные результаты для каждого теста из соответствующих публикаций, а также некоторые данные, полученные по программе МПГ-ГЕКС в приближениях  $\langle 6F \rangle$  и  $\langle 6F+1 \rangle$  (кроме теста 9, для которого результаты этих приближений совпадают с большой степенью точности).

Результаты расчетов методом поверхностных гармоник были получены следующим образом. Для кассет были рассчитаны необходимые эффективные характеристики. Так как кассеты гомогенные, для этих целей была задействована опция, реализующая аналитическое решение соответствующих задач (отсюда незначительное,  $<0,5\%$  в энерговыделении, отличие от наших результатов, приведенных в [5]) для всех типов кассет, кроме отражателя, для которого эффективные характеристики были получены по конечно-разностной опции. Далее проводились расчеты по программе МПГ-ГЕКС в приближениях  $\langle 6F \rangle$  и  $\langle 6F+1 \rangle$ .

Для ускорения сверхвнешних итераций применялся  $\delta^2$ -процесс Эйткина [9], который, как оказалось, хорошо подходит для этих целей и позволяет проводить всего три сверхвнешние итерации.

Во всех приведенных тестах погрешность расчета  $\langle 6F+1 \rangle$  составляет не более 1,5% в кассетном энерговыделении и не более 20 pcm в  $K_{эф}$ . Как уже отмечалось в [5], наилучшие результаты для приближения МПГ  $\langle 6F \rangle$  получаются для АЗ с отражателем (тесты 1, 6, 7, 8, 9). Там же, где отражателя нет и задано «альбедное» граничное условие, погрешность может превышать 5%. Введение дополнительной граничной гармоники заметно уточняет расчет, но служит лишь для обеспечения более адекватной постановки граничных условий, и вряд ли имеет смысл ее использовать в расчетах реальных объектов. Тем не менее сам факт зависимости расчетных величин от хода тока по внешней границе кассет заслуживает внимания, поскольку показывает, что простая замена отражателя альбедо может приводить к заметным погрешностям, даже если само альбедо вычислено довольно точно. Это происходит оттого, что в последнем случае не учитывается действие соседних ячеек друг на друга «через отражатель». Более подробное обсуждение данного вопроса выходит за рамки работы и требует более детальной проработки для проверки наших предположений.

Анализируя результаты расчетов, можно сделать вывод о том, что для расчета водо-водяных реакторов с шестигранными кассетами достаточно использовать приближение МПГ  $\langle 6F \rangle$ .

Тестовая задача 1. ВВЭР-1000. Граничное условие — ноль потока на границе отражателя.

Таблица 5. Параметры задачи 1 для расчетов МПГ и реперного расчета

Параметр	$\langle 6F \rangle$	$\langle 6F+1 \rangle$	Репер
$K_{эф}$	0,988924	0,988922	0,988894
$\delta K_{эф}$ , pcm	3	3	—
max $dW$ , %	0,2	0,1	—

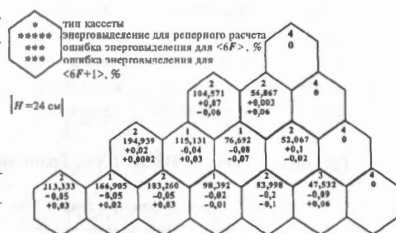


Рис. 8. Тестовая задача 1. Картограмма, распределения мощности для реперного расчета, относительные отклонения для расчетов МПГ

Т а б л и ц а 6. Двухгрупповые константы для задачи 1

	1	2	3	4
D1	1,4	1,4	1,4	1,4
D2	0,3	0,3	0,3	0,3
$\Sigma a_1$	0,0086	0,0092	0,0100	0,0030
$\Sigma a_2$	0,0650	0,0810	0,1000	0,0500
$\Sigma s_12$	0,0170	0,0160	0,0150	0,0300
$\Sigma f_1$	0,0017	0,0021	0,0027	0
$\Sigma f_2$	0,0310	0,0450	0,0630	0
$v\Sigma f_1$	0,0043	0,0054	0,0069	0
$v\Sigma f_2$	0,0760	0,1100	0,1500	0

Тестовая задача 2. ВВЭР-1000. Граничное условие — альbedo 0,125.

Т а б л и ц а 7. Параметры задачи 2 для расчетов МПГ и реперного расчета

Параметр	$\langle 6F \rangle$	$\langle 6F+1 \rangle$	Репер
$K_{\text{эф}}$	1,014721	1,014472	1,014407
$\delta K_{\text{эф}}, \text{pcm}$	31	7	—
max $dW, \%$	1,8	0,9	—

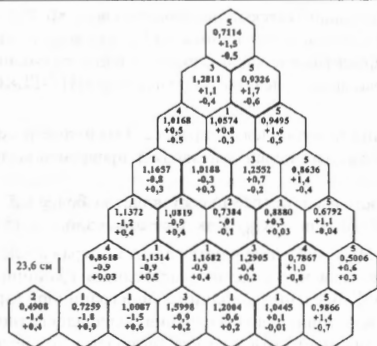


Рис. 9. Тестовая задача 2. Картограмма, распределения мощности для реперного расчета, относительные отклонения для расчетов МПГ

Т а б л и ц а 8. Двухгрупповые константы для задач 2 и 3

Material	1	2	3	4	5
D1	1,3832	1,38299	1,39522	1,39446	1,39506
D2	0,386277	0,389403	0,386225	0,387723	0,384492
$\Sigma a_1$	8,38590E-03	1,15550E-02	8,94430E-03	1,19932E-02	9,11000E-03
$\Sigma a_2$	6,73049E-02	8,10328E-02	8,44801E-02	9,89671E-02	8,93878E-02
$\Sigma s_12$	1,64977E-02	1,47315E-02	1,56219E-02	1,40185E-02	1,54981E-02
$\Sigma f_1$	1,86139E-03	1,81560E-03	2,36371E-03	2,31026E-03	2,50773E-03
$\Sigma f_2$	3,48111E-02	3,50622E-02	4,91322E-02	4,95721E-02	5,31856E-02
$v\Sigma f_1$	4,81619E-03	4,66953E-03	6,04889E-03	5,91507E-03	6,40256E-03
$v\Sigma f_2$	8,46154E-02	8,52264E-02	1,19428E-01	1,20497E-01	1,29281E-01

Тестовая задача 3. ВВЭР-1000. Граничное условие — альbedo 0,5.

Т а б л и ц а 9. Параметры задачи 3 для расчетов МПГ и реперного расчета

Параметр	$\langle 6F \rangle$	$\langle 6F+1 \rangle$	Репер
$K_{\text{эф}}$	1,006914	1,006507	1,006485
$\delta K_{\text{эф}}, \text{pcm}$	43	2	—
max $dW, \%$	5,4	1,1	—

Т а б л и ц а 10. Двухгрупповые константы для задач 4—7

Material	1	2	3	4
D1	1,500	1,500	1,500	1,500
D2	0,400	0,400	0,400	0,400
$\Sigma a_1$	0,010	0,010	0,010	0
$\Sigma a_2$	0,080	0,085	0,130	0,010
$\Sigma s_{12}$	0,020	0,020	0,020	0,040
$\Sigma f_1$	0	0	0	0
$\Sigma f_2$	0,056	0,056	0,056	0
$v\Sigma f_1$	0	0	0	0
$v\Sigma f_2$	0,135	0,135	0,135	0

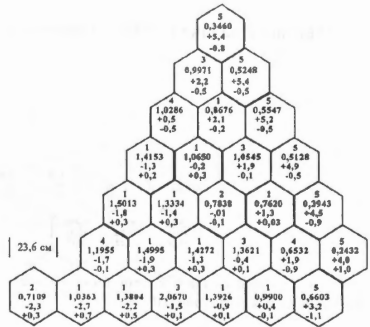


Рис. 10. Тестовая задача 3. Картограмма, распределения мощности для реперного расчета, относительные отклонения для расчетов МПГ

Тестовая задача 4. PWR. Граничное условие — альbedo 0,125.

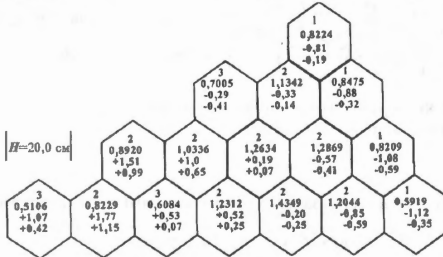


Рис. 11. Тестовая задача 4. Картограмма, распределения мощности для реперного расчета, относительные отклонения для расчетов МПГ

Тестовая задача 5. PWR. Граничное условие — альbedo 0,5.

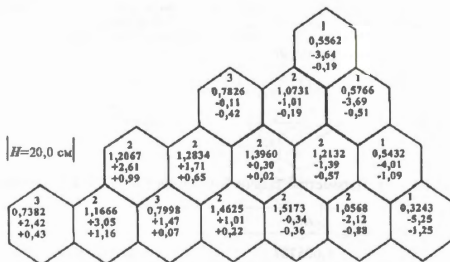


Рис. 12. Тестовая задача 5. Картограмма, распределения мощности для реперного расчета, относительные отклонения для расчетов МПГ

Тестовая задача 6. PWR. Граничное условие — альbedo 0,125.

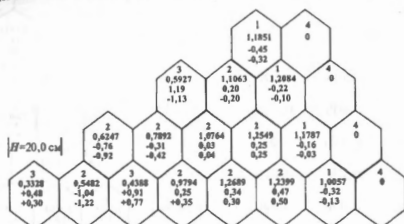
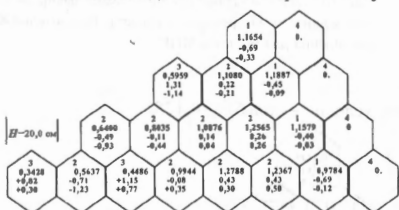


Рис. 13. Тестовая задача 6. Картограмма, распределения мощности для реперного расчета, относительные отклонения для расчетов МПГ

Тестовая задача 7. PWR. Граничное условие — альbedo 0,5.



Т а б л и ц а 11. Параметры задачи 4 для расчетов МПГ и реперного расчета

Параметр	<6F>	<6F+1>	Репер
$K_{эф}$	0,991637	0,991405	0,991378
$\delta K_{эф}$ , рсм	26	3	—
max dW, %	1,8	1,1	—

Рис. 14. Тестовая задача 7. Картограмма, распределения мощности для реперного расчета, относительные отклонения для расчетов МПГ

Т а б л и ц а 12. Параметры задачи 5 для расчетов МПГ и реперного расчета

Параметр	<6F>	<6F+1>	Репер
$K_{эф}$	0,978682	0,978015	0,978077
$\delta K_{эф}$ , рсм	61	-6	—
max dW, %	5,2	1,2	—

Т а б л и ц а 13. Параметры задачи 6 для расчетов МПГ и реперного расчета

Параметр	<6F>	<6F+1>	Репер
$K_{эф}$	1,006790	1,006715	1,006630
$\delta K_{эф}$ , рсм	13	8	—
max dW, %	1,2	1,2	—

Т а б л и ц а 14. Параметры задачи 7 для расчетов МПГ и реперного расчета

Параметр	<6F>	<6F+1>	Репер
$K_{эф}$	1,005737	1,005659	1,005507
$\delta K_{эф}$ , рсм	24	16	—
max dW, %	1,3	1,2	—

Тестовая задача 8. ВВЭР-440. Граничное условие — альbedo 0,125.

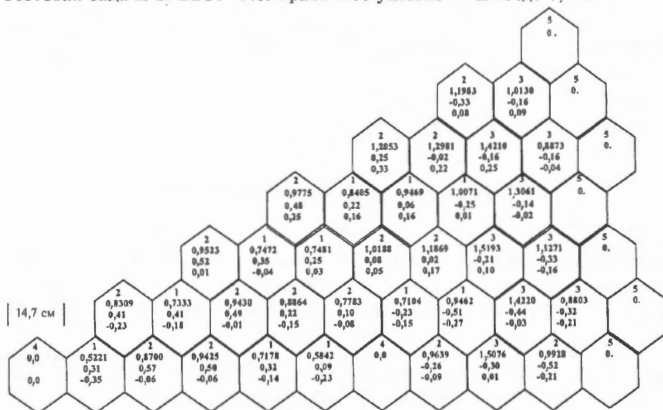


Рис. 15. Тестовая задача 8. Картограмма, распределения мощности для реперного расчета, относительные отклонения для расчетов МПГ

Тестовая задача 9. НВР. Граничное условие — ноль потока на внешней границе отражателя.

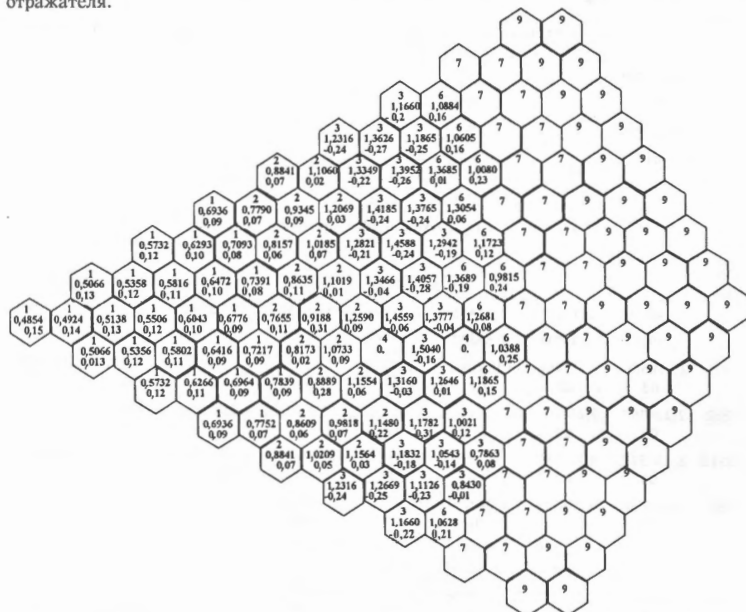


Рис. 16. Тестовая задача 9. Картограмма, распределения мощности для реперного расчета, относительные отклонения для расчетов МПГ

Т а б л и ц а 15. Параметры задачи 8 для расчетов МПГ и реперного расчета

Параметр	<6F>	<6F+1>	Репер
$K_{\text{сп}}$	1,00994	1,00979	1,00970
$\delta K_{\text{сп}}$ , pcm	24	9	—
max $dW$ , %	0,6	0,4	—

Т а б л и ц а 16. Двухгрупповые константы для задачи 8

Material	1	2	3	4	
D1	1,3466	1,3377	1,3322	1,1953	1,4485
D2	0,37169	0,36918	0,36502	0,19313	0,25176
$\Sigma a1$	8,36200E-03	8,79700E-03	9,46200E-03	1,33720E-02	9,22000E-04
$\Sigma a2$	6,42770E-02	7,93610E-02	1,00100E-01	1,34980E-02	3,28390E-02
$\Sigma s12$	1,68930E-02	1,59120E-02	1,48880E-02	2,22640E-02	3,22620E-02
$\Sigma f1$	2,21676E-03	2,79212E-03	3,59068E-03	0	0
$\Sigma f2$	3,94368E-02	5,65720E-02	8,00000E-02	0	0
$\nu \Sigma f1$	4,44880E-03	5,53370E-03	7,03910E-03	0	0
$\nu \Sigma f2$	7,37530E-02	1,05810E-01	1,49540E-01	0	0

Т а б л и ц а 17. Параметры задачи 9 для расчетов МПГ и реперного расчета

Параметр	<6F>	<6F+1>	Репер
$K_{\text{сп}}$	0,991965	0,99205	0,99205
$\delta K_{\text{сп}}$ , pcm	9	9	—
max $dW$ , %	0,3	0,3	—

Т а б л и ц а 18. Двухгрупповые константы для задачи 9

Material	1	2	3	4	6	7	8	9
D1	1,38250	1,38255	1,37442	1,31198	1,38138	1,30599	1,29193	1,06510
D2	0,89752	0,89749	0,88837	0,87991	0,90367	0,83725	0,81934	0,32283
$\Sigma a1$	1,11058E-02	1,11746E-02	1,06204E-02	1,26879E-02	1,05631E-02	1,17313E-02	1,19153E-02	2,83462E-02
$\Sigma a2$	2,23876E-02	2,23876E-02	1,69465E-02	5,29009E-04	2,19030E-02	4,33304E-03	3,00565E-04	3,33489E-02
$\Sigma s12$	8,16457E-03	8,22378E-03	8,08816E-03	1,23115E-02	7,76568E-03	1,10975E-02	1,15582E-02	2,61980E-02
$\Sigma f1$	9,30113E-04	9,15899E-04	8,80841E-04	0	9,84814E-04	0	0	0
$\Sigma f2$	9,51810E-03	9,36233E-03	8,45594E-03	0	1,09869E-02	0	0	0
$\nu \Sigma f1$	2,26216E-03	2,22750E-03	2,14281E-03	0	2,39469E-03	0	0	0
$\nu \Sigma f2$	2,30623E-02	2,26849E-02	2,04887E-02	0	2,66211E-02	0	0	0

## ТЕСТОВЫЕ РАСЧЕТЫ ТРЕХМЕРНЫХ СБОРОК

Для расчетов трехмерных реакторов нами использованы несколько модифицированные уравнения из [10] с двумя неизвестными на ячейку, которые довольно экономичны в плане вычислений и в то же время позволяют использовать итерационные методы, хорошо разработанные для положительно полуопределенных матриц:

$$\Lambda_{\perp} \vec{\Phi} + \Lambda_{\parallel}(\hat{\alpha} \vec{\Phi}) + \hat{\Sigma} \vec{\Phi} + \Lambda_{\perp} \vec{Q} + \Lambda_{\parallel}(\hat{\beta} \vec{Q}) + \hat{\Sigma}_1 \vec{Q} = 0;$$

$$\Lambda_{\parallel}(\hat{\gamma} \vec{Q}) + \hat{\Sigma}_2 \vec{Q} + \Lambda_{\perp} \vec{\Phi} + \Lambda_{\parallel}(\alpha \vec{\Phi}) + \hat{\Sigma}_3 \vec{\Phi} = 0, \quad (3.1)$$

где  $\Lambda_{\perp}$ ,  $\Lambda_{\parallel}$  — двумерный и одномерный конечно-разностные операторы Лапласа. Таким образом, мы получили систему уравнений, одно из которых имеет вид трехмерного конечно-разностного уравнения диффузии, а второе — одномерного. Первое уравнение решается обычным итерационным способом, второе — методом прогонки. В первом случае, зависящая от вспомогательной переменной  $Q$ , вводится как поправка к сечению поглощения и вычисляется через 5—20 итераций (в дальнейшем эту процедуру планируется совместить с пересчетом сечений по обратным связям). Используя приведенные уравнения по программе МПГ-ГЕКС, провели расчеты трехмерных реакторов ВВЭР-440 и ВВЭР-1000. Подробное описание условий задач приведено в [8]. Скажем лишь, что точное решение было получено при расчетах с малыми шагами конечно-разностной сетки и последующей экстраполяцией результатов расчетов при устремлении шага к нулю.

### ТЕСТОВЫЙ РАСЧЕТ ТРЕХМЕРНОЙ СБОРКИ ВВЭР-440

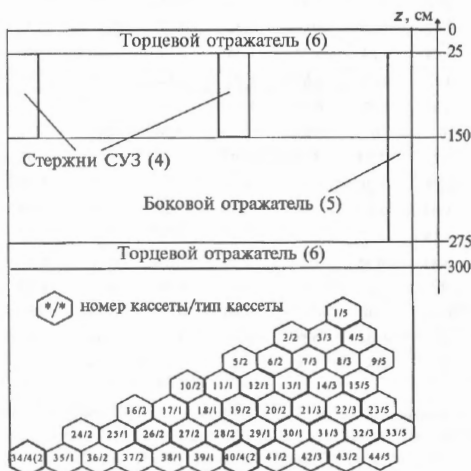


Рис. 17. Картграмма активной зоны ВВЭР-440 для 3D-тестовой задачи

Т а б л и ц а 19. Погрешности среднего по кассете (в слое) энерговыделения, %

Номер кассеты	Номер слоя										
	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	
2	-1,74	-0,24	0,40	0,97	1,32	1,39	1,44	1,50	1,42	0,39	
3	-1,75	-0,38	0,27	0,84	1,18	1,31	1,38	1,44	1,37	0,43	
5	-1,37	-0,85	-0,35	0,15	0,35	0,09	-0,04	-0,04	-0,13	-0,18	
6	-1,60	-0,59	0,01	0,56	0,84	0,77	0,73	0,77	0,67	0,16	
7	-1,93	-0,40	0,21	0,80	1,15	1,23	1,29	1,36	1,29	0,23	
8	-1,54	-0,38	0,23	0,80	1,16	1,24	1,31	1,36	1,29	0,58	
10	-1,21	-1,21	-0,90	-0,45	-0,33	-0,87	-1,12	-1,14	-1,20	-0,87	
11	-1,07	-0,87	-0,48	-0,01	0,17	-0,28	-0,47	-0,48	-0,58	-0,37	
12	-1,17	-0,71	-0,20	0,31	0,58	0,30	0,21	0,21	0,07	0,02	
13	-1,46	-0,40	0,19	0,77	1,13	1,06	1,06	1,11	0,97	0,35	
14	-1,90	-0,47	0,12	0,73	1,14	1,22	1,30	1,36	1,29	0,28	
16	-1,62	-1,39	-1,12	-0,74	-0,75	-1,34	-1,63	-1,67	-1,69	-1,55	
17	-1,24	-1,15	-0,89	-0,48	-0,40	-0,98	-1,24	-1,27	-1,35	-1,13	
18	-1,05	-0,96	-0,70	-0,38	-0,07	-0,55	-0,71	-0,78	-0,90	-0,73	
19	-1,03	-0,74	-0,41	-0,09	0,36	-0,08	-0,17	-0,26	-0,42	-0,41	
20	-1,40	-0,68	-0,24	0,24	0,74	0,51	0,50	0,49	0,31	-0,02,	
21	-1,90	-0,46	0,06	0,69	1,17	1,16	1,23	1,29	1,17	0,14	
22	-1,75	-0,34	0,24	0,88	1,35	1,45	1,54	1,62	1,52	0,49	
24	-1,49	-1,34	-1,16	-0,97	-0,84	-1,63	-1,92	-2,04	-2,12	-1,96	
25	-1,57	-1,36	-1,10	-0,73	-0,75	-1,39	-1,70	-1,74	-1,79	-1,69	
26	-1,64	-1,36	-1,13	-0,74	-0,68	-1,28	-1,54	-1,57	-1,61	-1,55	
27	-1,10	-1,02	-0,83	-0,60	-0,25	-0,83	-0,99	-1,10	-1,22	-1,11	
28	-0,70	-0,79	-0,57	-0,72	-0,41	0,07	-0,08	-0,49	-0,66	-0,68	
29	-0,63	-0,47	-0,08	-0,07	0,32	0,74	0,62	0,27	0,04	-0,10	
30	-1,23	-0,24	0,24	0,72	1,35	1,14	1,17	1,15	0,92	0,26	
31	-1,96	-0,29	0,24	0,89	1,46	1,52	1,64	1,71	1,58	0,29	
32	-1,50	-0,38	0,20	0,85	1,33	1,40	1,49	1,57	1,43	0,69	
34	0	0	0	0	0	-0,98	-1,42	-2,41	-2,45	-2,13	
35	-1,00	-1,21	-1,03	-1,23	-1,26	-1,34	-1,69	-2,07	-2,20	-1,98	
36	-1,70	-1,50	-1,30	-1,04	-0,94	-1,62	-1,90	-1,98	2,05	-1,97	
37	-1,68	-1,42	-1,17	-0,81	-0,78	-1,38	-1,66	-1,69	-1,72	-1,69	
38	-1,35	-1,19	-0,97	-0,66	-0,41	-0,98	-1,16	-1,23	-1,32	-1,25	
39	-0,67	-0,85	-0,65	-0,84	-0,55	-0,10	-0,27	-0,67	-0,86	-0,82	
40	0	0	0	0	0	0,98	0,77	-0,23	-0,35	-0,51	
41	-0,94	-0,46	-0,01	0,06	0,50	0,96	0,89	0,56	0,31	-0,05	
42	-1,81	-0,43	0,04	0,59	1,25	1,23	1,34	1,36	1,18	0,15	
43	-1,74	-0,25	0,33	1,00	1,54	1,64	1,76	1,86	1,69	0,55	

Т а б л и ц а 20. Параметры для расчетов МПГ и реперного расчета для D-задачи ВВЭР-440

Расчет	$K_{эф}$	$\delta K_{эф, рсм}$	$\max dW, \%$	$\max dW_x, \%$	$\max dW_p, \%$
Репер	1,01132	—	—	—	—
<6F+1>	1,01185	53	-2,45	-1,47	-1,81

Т а б л и ц а 21. Распределение ошибок среднего по слою энерговыделения для 3D-задачи ВВЭР-440

Номер слоя	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
$dW_z, \%$	-1,47	-0,72	-0,30	0,13	0,43	0,22	0,11	0	-0,12	-0,47

Тестовый расчет трехмерной сборки ВВЭР-1000

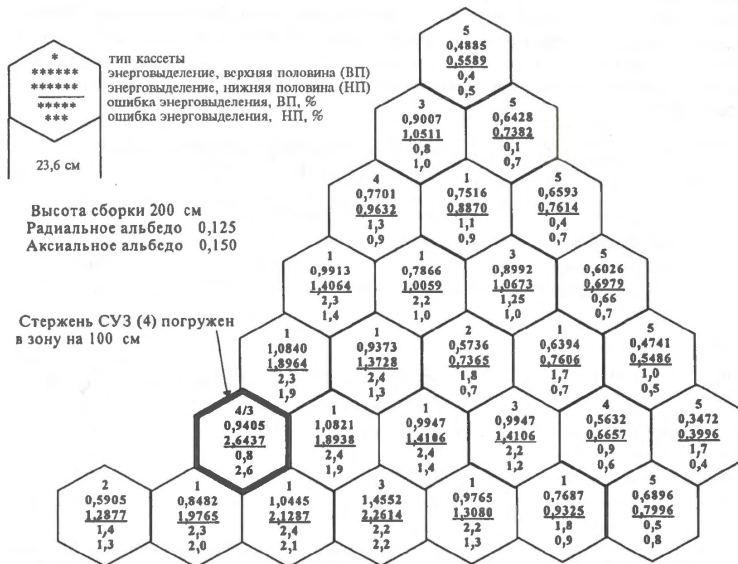


Рис. 18. Картограмма активной зоны ВВЭР-1000 для 3D-тестовой задачи, распределения среднего по кассете энерговыделения для реперного расчета и ошибки для расчетов МПГ

Т а б л и ц а 22. Параметры 3D-задачи ВВЭР-1000 для расчетов МПГ и реперного расчета

Расчет	$K_{эф}$	$\delta K_{эф}, \text{pcm}$	$\max dW, \%$
Репер	1,01135	—	—
<6F+1>	1,01181	45	2,4

3D-задача для ВВЭР-440 это известный тест Зейделя [11]. Здесь рассматривается неоднородная по высоте сборка ВВЭР-440 с наполовину поднятыми стержнями (выделенные кассеты на рис. 17). Двухгрупповые константы для этого теста приведены в табл. 17. При расчете зоны мы использовали шаг конечно-разностной сетки по высоте  $H_z = 25$  см (12 слоев по высоте).

3D-задача для ВВЭР-1000 приведена в [8]. Здесь рассматривается сборка реактора ВВЭР-1000 высотой 200 см. Двухгрупповые константы для этого теста приведены в табл. 7. При расчете зоны мы использовали шаг конечно-разностной сетки по высоте  $H_z = 16,6667$  см (12 слоев по высоте).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе описан алгоритм метода поверхностных гармоник, используемый для расчета реакторов, состоящих из гексагональных кассет. Представлены тестовые расчеты двумерных и трехмерных сборок различных типов. Показано, что более детальный учет зависимости потока на внешних границах сборок может приводить к значительным, до 5% в кассетном энерговыделении, уточнениям при расчете математических тестов. Уточнение наиболее заметно для сборок без отражателя. Однако представляется, что при расчете реальных объектов использование приближения  $\langle 6F+1 \rangle$  излишне и достаточно приближения  $\langle 6F \rangle$  метода поверхностных гармоник. Сравнительные результаты тестовых расчетов по различным программам приведены в табл. 23.

Т а б л и ц а 23. Результаты расчета тестовых задач по различным программам,  
 $\delta K_{эф}$  [pcm]/max  $\delta W$  [%]

	Тест	МПГ-ГЕКС	БИПР-8 [12]	ANC-НМ
1	(2D-ВВЭР-1000)	3/0,1	—	—
2	(2D-ВВЭР-1000)	7/0,9	5/0,3	16/0,7
3	(2D-ВВЭР-1000)	2/1,1	4/0,7	7/0,7
4	(2D-PWR)	3/1,1	15/0,5	6/0,5
5	(2D-PWR)	-6/1,2	14/0,7	-7/0,8
6	(2D-PWR)	8/1,2	—	7/0,5
7	(2D-PWR)	16/1,2	—	-2/0,7
8	(2D-ВВЭР-440)	9/0,4	6/0,8	37/0,8
9	(2D-НWR)	9/0,3	—	5/0,2
10	(3D-ВВЭР-440)	53/-2,5	29/1,9	25/1,3
11	(3D-ВВЭР-1000)	45/2,4	5/0,5	13/0,9

Заметим, что код БИПР-8 [12] основан на алгоритме, который развивался под влиянием работ по МПГ и использует для стационарных задач близкий к последнему подход. Однако в этом коде в настоящее время реализован только вариант, где кассеты считаются гомогенными, расчет выполняется в двухгрупповом приближении и в каждой кассете 12 пробных функций. Последнее заметно замедляет расчет.

По результатам решения тестовых задач можно сделать вывод, что использование приближения  $\langle 6F \rangle$  метода поверхностных гармоник обеспечивает точность порядка 10 pcm в  $K_{эф}$  и 1—2% в кассетном энерговыделении.

Трехмерные расчеты водо-водяных реакторов с гексагональной решеткой, выполненные по методу поверхностных гармоник, показали, что при использовании шести пробных функций в плане и двух, аппроксимирующих аксиальную растечку, часть расчетной погрешности, обусловленная конечным шагом расчетной сетки, составляет порядка 50 pcm в  $K_{эф}$  и 2—2,5% в кассетном энерговыделении.

Выражаем благодарность А.Н. Новикову и А.А. Сулову за предоставленные результаты расчетов по программе БИПР-8.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лалетин Н.И. Перспективы ядерной энергетики России. Конверсия в машиностроении, 1997, вып. 6, с. 33.
2. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. Ч. 1. Квадратная решетка блоков: Препринт ИАЭ-3280/5. — М., 1980.

3. Лалетин Н.И., Ельшин А.В. Вывод конечно-разностных уравнений гетерогенного реактора. Ч. 2. Квадратная, гексагональная и «двойная» решетка блоков: Препринт ИАЭ-3458/5. — М., 1981.
4. Лалетин Н.И. О некоторых проблемах ядерной энергетики, анализ нейтронно-физического инструментария. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1994.
5. Laletin N.I., Kovalishin A.A. The influence of the higher surface harmonics in the surface harmonics method by calculation RBMK and VVER lattices — In: Proc. Inter. Conf. PHYSOR-96, V1, A-249 (Mito, Japan, 1996).
6. Лалетин Н.И., Ковалишин А.А. Двумерные тестовые расчеты реакторов РБМК методом поверхностных гармоник по программе ИПРАЗ: Отчет РНЦ КИ № 36/-315-98. — М., 1998.
7. Городков С.С. Тестовые задачи для двухгрупповых двумерных объектов. Отчет ИЯР, № 36.6-246—91, М., 1991.
8. Chao Y.A., Shatilla Y.A. Conformal mapping and hexagonal nodal methods-2: implementation in the ANC-H code. — NSE, 1995, vol. 121, p. 210.
9. Марчук Г.И., Лебедев В.И. Численные методы в теории переноса нейтронов. — М., 1985.
10. Laletin N.I., Poveshenko T.S., Kovalishin A.A. Algorithm and code for the axial Characteristics used in the surface harmonics method: — In: Proc. Inter. Cont PHYSOR-96, V2, A-357 (Mito, Japan, 1996).
11. Seidel F., Mai W., Wochenfuss H., Grundmann U. 2D and 3D diffusion calculations for VVER-440 core model. — In: Proc. 13th Symp. on Physics of VVER (Curtea de Agres, Romania, Oct. 1984).
12. Lizorkin M.P., Semenov V.N., Ionov V.S., Lebedev V.I. Time dependent spatial neutron kinetic algorithm for BIPR8 and verification. — In: Proc. 2nd Symp. of AER (Paks, Hungary, 1992).

Статья поступила в редакцию 23 июля 1999 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, с. 23—41

## ВЛИЯНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ РАДИОХИМИЧЕСКОЙ ПЕРЕРАБОТКИ УРАНОВОГО ИЛИ ТОРИЕВОГО ТОПЛИВА НА ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ КАМПАНИИ РЕАКТОРА

*А.С. Герасимов, Г.В. Киселев, Л.А. Мырцымова*  
*ГНЦ РФ ИТЭФ, 117259, Москва*

Проведены расчеты влияния промежуточной химической переработки топлива из природного и слабообогащенного урана или тория с удалением продуктов деления на продолжительность кампании и выгорание в реакторе CANDU. За счет повышения обогащения урана с 0,714 до 1% без промежуточных переработок выгорание увеличивается в 1,5 раза. За счет промежуточной очистки уранового или ториевого топлива от продуктов деления выгорание повышается примерно на 20%.

INFLUENCE OF INTERMEDIATE RADIOCHEMICAL PROCESSING OF URANIUM OR THORIUM FUEL ON FUEL CYCLE DURATION. A.S. GERASIMOV, G.V. KISELEV, L.A. MYRTSYMOVA. The influence of intermediate chemical processing of nuclear fuel with removal of fission products on fuel burnup and lifetime in CANDU reactor is studied. Natural uranium and slowly enriched uranium and thorium fuel are considered. At the expense of ranium enrichment increase from 0.714% to 1% without intermediate processing, fuel burnup and lifetime are increased 1.5 times. At the expense of intermediate enrichment of uranium or thorium fuel, burnup and lifetime are increased 20%.

### ВВЕДЕНИЕ

Одной из возможностей увеличения кампании энергетических реакторов является переход на топливо с повышенным обогащением. В качестве другой возможности можно рассмотреть промежуточную переработку топлива, при которой удаляются накопившиеся продукты деления, а топливные нуклиды возвращаются на дальнейшее облучение.

Для будущей атомной энергетики наряду с урановым может быть весьма перспективным ядерный топливный цикл на базе  $^{232}\text{Th}$ — $^{233}\text{U}$ . Ториевый топливный цикл имеет существенные преимущества перед традиционным уран-плутониевым циклом. В нем образуется значительно меньше трансурановых долгоживущих радиоактивных

отходов (хотя значительно больше вредного  $^{233}\text{U}$ ). При работе реактора в ториевом цикле промежуточная очистка ториевого топлива от накопившихся продуктов деления также могла бы способствовать продлению кампании и тем самым снизить потребность в специально нарабатываемом  $^{233}\text{U}$ .

В статье приведены результаты расчетного исследования влияния промежуточной химической переработки ядерного топлива с удалением продуктов деления на продолжительность кампании и выгорание топлива в реакторе. В качестве примера рассмотрен реактор CANDU. При его работе на природном уране выгорание топлива и продолжительность кампании невелики, поскольку размножающие свойства при выгорании быстро снижаются. Рассмотрено урановое топливо из природного и слабообогащенного урана (с обогащением до 1,4%) и ториевое топливо на базе  $^{232}\text{Th}-^{233}\text{U}$ .

## РАСЧЕТНАЯ МОДЕЛЬ

Конструкция реактора подробно описана в [1]. В активной зоне находятся 380 ТВС, каждая содержит 37 прутковых твэлов из урана в циркониевой оболочке, окруженных циркониевыми трубами. Тяжелая вода используется в качестве теплоносителя и замедлителя. ТВС расположены в квадратной решетке с шагом 23,5 см. Высота активной зоны 594 см, загрузка природного урана в реактор 114 т.

При расчетах принималось, что размножающие свойства реактора могут быть приближенно описаны коэффициентом размножения в элементарной ячейке следующим образом. По мере выгорания топлива меняется коэффициент размножения элементарной ячейки. Реактор работает в режиме непрерывных перегрузок, в нем в каждый момент имеются ТВС с различным выгоранием (от свежего топлива до максимально выгоревшего). Перегрузки ТВС осуществляются на ходу, независимо в разных каналах, по достижении максимального выгорания. Это позволяет принять в качестве приближенного коэффициента размножения в реакторе величину усредненного по кампании коэффициента размножения в элементарной ячейке  $\langle K \rangle$  с поправкой на утечку нейтронов из реактора. Такое приближение является вполне оправданным для сравнительных расчетов эффекта промежуточной очистки ядерного топлива.

При расчетах продолжительности кампании считалось, что утечка нейтронов составляет 1% и принималось  $\langle K \rangle = 1,01$ .

В реакторе, работающем в режиме непрерывных перегрузок при постоянной общей мощности, плотность потока нейтронов очень слабо меняется во времени. При этом необходимо иметь в виду, что мощность, снимаемая с одной ТВС, меняется во времени за счет изменения количества делящихся ядер и мощности ТВС с разным выгоранием могут заметно различаться. Расчеты выгорания топлива и превращения изотопов проводились при постоянной плотности потока нейтронов.

## ТОПЛИВО ИЗ ПРИРОДНОГО ИЛИ СЛАБООБОГАЩЕННОГО УРАНА

Расчеты скоростей реакций и коэффициента размножения в элементарной ячейке проводились по программе TRIFON [2]. Прутковая ТВС представлялась в виде 4-кольцевой коаксиальной ТВС с сохранением объемов всех конструктивных материалов и топливной загрузки. Рассматривались обогащения урана от 0,714 до 1,4%. Для всех обогащений количество урана в свежей ТВС принималось одним и тем же, а количество  $^{235}\text{U}$  соответствовало обогащению. Для топлива из природного урана плотность потока тепловых нейтронов  $\Phi = 5 \cdot 10^{13}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Для обогащенного топлива плотность потока выбиралась так, чтобы мощность свежей ТВС была такой

же, как в вариантах с природным ураном. При расчете кинетики превращения нуклидов учитывалось образование изотопов урана, нептуния, плутония, америция и юрия вплоть до  $^{244}\text{Cm}$ .

В урановом топливе происходит образование  $^{239}\text{Pu}$ , который при работе реактора CANDU на природном или слабообогащенном уране уже в начальном периоде вносит существенный вклад в реактивность. На рис. 1 представлены зависимости коэффициента размножения  $K_{\text{эф}}$  в элементарной ячейке от времени облучения  $T$  при начальном обогащении урана  $C$  от 0,714 до 1,4%. Поглощение нейтронов продуктами деления учитывалось посредством «эффективного осколка» [3]. Дополнительно учитывалось отравление  $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{105}\text{Rh}$  и поглощение нейтронов  $^{149}\text{Sm}$  и  $^{151}\text{Sm}$ .

В табл. 1 представлены продолжительность кампании  $T_{\text{к}}$  и выгорание, исчисляемое количеством образовавшихся продуктов деления (ПД) в 1 т топлива. Они соответствуют  $\langle K \rangle = 1,01$ .

Т а б л и ц а 1. Продолжительность кампании и выгорание без промежуточной очистки для разных начальных обогащений урана

С, %	0,714	1,0	1,2	1,4
$T_{\text{к}}$ , лет	2,0	2,8	5,4	6,7
ПД, кг/т	11,4	17,4	20,8	23,4

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента размножения в элементарной ячейке от времени при промежуточных переработках топлива с очисткой от накопившихся продуктов деления для топлива из природного урана. Промежуточные переработки проводились в моменты времени  $T_{\text{п}} = 0,8, 1,2, 1,6$  года. Значению  $T_{\text{п}} = 0$  соответствует режим без промежуточной очистки. Аналогичные зависимости имеются для топлива с обогащением 1%. Для этого обогащения промежуточные переработки проводились также при  $T_{\text{п}} = 2$  и 2,4 года. Эти данные позволяют оценить продолжительность кампании, соответствующую среднему по кампании значению коэффициента размножения  $\langle K \rangle = 1,01$ .

Из данных табл. 2 видно, что продолжительность кампании и выгорание в режимах без промежуточной переработки существенно образом зависят от обогащения топлива. При переходе от природного урана к обогащению 1% кампания увеличивается в 1,95 раза (причем в 1,4 раза за счет уменьшения плотности потока, необходимого для сохранения теплосъема со свежей ТВС), а выгорание возрастает в 1,5 раза. При переходе от природного урана к обогащению 1,4% кампания увеличивается в 3,3 раза, а выгорание возрастает в 2 раза. В режимах с промежуточной переработкой выигрыш в продолжительности кампании невелик. Максимальная продолжительность кампании

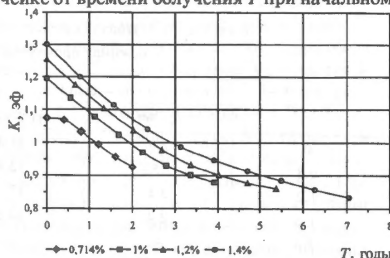


Рис. 1. Зависимость коэффициента размножения  $K_{\text{эф}}$  от времени облучения

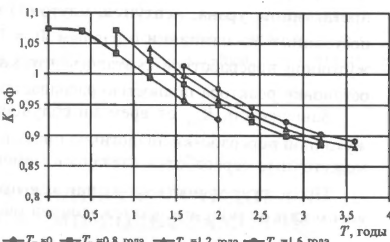


Рис. 2. Зависимость коэффициента размножения  $K_{\text{эф}}$  от времени облучения с промежуточными переработками

для природного урана 2,52 года соответствует переработке через  $T_n = 0,8$  года после начала кампании и выгоранию 13,8 кг/т. Кампания на 26% длиннее, а выгорание на 21% больше, чем без промежуточной переработки. Для 1%-ного урана максимальная продолжительность кампании 4,76 года, для нее переработка проводится через  $T_n = 1,2$  года после начала кампании. Выигрыш в продолжительности кампании 22% и в выгорании 16% по сравнению с режимом без переработки.

Т а б л и ц а 2. Продолжительность кампании  $T_k$  и выгорание ПД в режимах промежуточной переработкой

$T_n$ , лет	$C = 0,714\%$		$C = 1,0\%$	
	$T_k$ , лет	ПД, кг/т	$T_k$ , лет	ПД, кг/т
0	2,0	11,4	3,9	17,4
0,8	2,52	13,8	4,71	19,9
1,2	2,4	13,3	4,76	20,1
1,6	2,4	13,3	4,69	19,8
2,0	—	—	4,57	19,5
2,4	—	—	4,41	19,0

### ТОРИЕВОЕ ТОПЛИВО $^{232}\text{Th}-^{233}\text{U}$

При работе в ториевом режиме все ТВС считались однотипными, содержащими одинаковое топливо из  $^{232}\text{Th}$  и  $^{233}\text{U}$ . При расчетах рассматривалась та же элементарная ячейка, что для уранового топлива. Количество тория в топливных зонах принималось таким же, как  $^{238}\text{U}$  в урановом топливе. Доля  $^{233}\text{U}$  в свежем топливе выбрана 1,96% количества  $^{232}\text{Th}$ , что обеспечило необходимую для ведения кампании надкритичность ячейки.

При расчете кинетики превращения нуклидов учитывалось образование изотопов протактиния, урана, нептуния, плутония вплоть до  $^{242}\text{Pu}$ . Поток нейтронов принят постоянным по кампании и равным  $\Phi = 5 \cdot 10^{13}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . В режимах с промежуточной переработкой считалось, что короткоживущий  $^{233}\text{Pa}$  при промежуточной остановке реактора полностью распадается в  $^{233}\text{U}$ .

Зависимость  $K_{\text{эф}}$  от времени облучения при разных значениях момента промежуточной переработки аналогична приведенной на рис. 2 для уранового топлива. Промежуточные переработки сделаны в моменты времени  $T_n = 0,4, 0,8, 1,2$  года.

Продолжительность кампании и выгорание, соответствующие  $\langle K \rangle = 1,01$ , в зависимости от момента промежуточной очистки топлива представлены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Продолжительность кампании  $T_k$  и выгорание в ториевых режимах

$T_n$ , лет	$T_k$ , лет	ПД, кг/т
0	1,45	9,5
0,4	1,71	11,1
0,8	1,75	11,3
1,2	1,72	11,1

Продолжительность кампании без промежуточной очистки составляет 1,45 года, выгорание 9,5 кг/т. Максимальное увеличение продолжительности кампании и выгорания за счет промежуточной переработки по сравнению с обычным режимом достигается при переработке через  $T_n = 0,8$  года и составляет около 20%.

## ВЫВОДЫ

Проведенное исследование позволило установить возможности удлинения кампании и повышения выгорания за счет увеличения обогащения урана или промежуточных переработок уранового и ториевого топлива с очисткой от продуктов деления. При повышении обогащения урана с сохранением теплосъема со свежей ТВС приходится уменьшать нейтронный поток. Благодаря этому кампания удлиняется даже при первоначальном выгорании топлива. Повышение выгорания и дополнительное удлинение кампании обусловлены увеличением запаса реактивности. При переходе от природного урана к обогащению 1% выгорание возрастает в 1,5 раза, кампания удлиняется в 1,95 раза (от 2 до 3,9 лет), первоначальное выгорание достигается за 2,24 года. При переходе от природного урана к обогащению 1,4% выгорание возрастает в 2 раза, кампания удлиняется в 3,3 раза. В режимах с промежуточной очисткой от продуктов деления выигрыш в продолжительности кампании невелик. Продолжительность кампании для природного урана повышается максимум на 26%, выгорание — на 21%. Для 1%-ного урана выигрыш в продолжительности кампании 22% и в выгорании 16%. Оптимальное время переработки — чуть меньше половины кампании без переработки. В ториевом режиме максимальное увеличение продолжительности кампании и выгорания за счет промежуточной очистки по сравнению с обычным режимом составляет около 20%. Таким образом, повышение выгорания и удлинение кампании достигаются существенно эффективнее за счет повышения обогащения топлива делящимся нуклидом.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Karachi Nuclear Power Plant. — In: Directory of Nuclear Reactors. Vol. IX. Power Reactors. — Vienna: IAEA, 1971, p. 167—174.
2. Бурмистров А.Я., Кочуров В.П. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в цилиндрической ячейке реактора: Препринт ИТЭФ-107. — М., 1978.
3. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. — М.: Энергоатомиздат, 1990, с. 362—367.

Статья поступила в редакцию 20 июня 2000 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, 41—45.

## НАКОПЛЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ НУКЛИДОВ ПРИ АКТИВАЦИИ НЕЙТРОНАМИ ВОЛЬФРАМОВОЙ МИШЕНИ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ

*А.И. Воловик, А.С. Герасимов, Г.В. Киселев, Т.С. Зарицкая*  
ГНЦ РФ ИТЭФ, 117259, Москва

Расчитаны накопление радиоактивных нуклидов и радиационные характеристики вольфрамовой нейтронопроизводящей мишени электроядерной установки при активации низкоэнергетическими нейтронами, приходящими в мишень из окружающего размножающего blankets, и высокоэнергетическими нейтронами, образующимися в самой мишени.

ACCUMULATION OF RADIOACTIVE NUCLIDES IN NEUTRON ACTIVATION OF TUNGSTEN TARGET OF ACCELERATOR-DRIVEN SYSTEM. A.I. VOLOVIK, A.S. GERASIMOV, G.V. KISELEV, T.S. ZARITSKAYA. Accumulation of radioactive nuclides and radiation characteristics of tungsten neutron-producing target of accelerator-driven system are calculated for activation by low-energy neutrons from surrounding multiplying blanket and by high-energy neutrons from a target itself.

## ВВЕДЕНИЕ

В электроядерной установке нейтронопроизводящая мишень подвергается облучению протонным пучком от ускорителя, а также нейтронами, произведенными в самой мишени, и нейтронами, приходящими из подкритического бланкета, окружающего мишень. В ней накапливается большое количество радиоактивных ядер. Оценка этой активности является сложной задачей и весьма важна с точки зрения обеспечения радиационной безопасности при эксплуатации электроядерного комплекса, при проведении ремонтно-профилактических работ и при авариях.

В статье исследуется образование новых радионуклидов в вольфрамовой мишени под действием нейтронов, образующихся в мишени и бланкете. Активация протонами должна быть предметом отдельного рассмотрения.

Потоки и спектр нейтронов, приходящих на мишень из бланкета, характерны для обычных реакторов. Плотность потока нейтронов может варьироваться в широких пределах в зависимости от конструкции и назначения электроядерной установки. Для обычных бланкетов на тепловых нейтронах эта величина составляет  $10^{13}$ — $10^{14}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , а для высокопоточных бланкетов —  $10^{15}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  и более.

При облучении вольфрамовой мишени с характерными размерами несколько десятков сантиметров оказываются существенными эффекты пространственной неравномерности потоков тепловых и резонансных нейтронов. Эти неравномерности определяются в первую очередь самоэкранировкой мишени. Самоэкранировка приводит к сильному снижению плотности потока нейтронов по мере удаления от поверхности в глубину мишени. Из-за этого образование радиоактивных изотопов происходит в значительно меньшей степени, чем при облучении тонкой мишени, для которой эффекты самоэкранировки несущественны.

Собственные нейтроны мишени обладают высокой энергией (в среднем порядка 2,5 МэВ). При токе протонов 1 мА и энергии  $\sim 1$  ГэВ число нейтронов, производимых в мишени за секунду, составляет около  $10^{17}$ , что соответствует рождению 20 нейтронов на один падающий протон. Плотность потока высокоэнергетических нейтронов распределена по объему мишени крайне неравномерно. Она максимальна вблизи оси протонного пучка, которым облучается мишень, и спадает к периферии мишени. Средняя по объему мишени плотность потока высокоэнергетических нейтронов составляет примерно  $10^{15}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  при энергии протонов 1 ГэВ и токе пучка 10 мА.

Радиационные характеристики облученной мишени определяются радиоактивными изотопами вольфрама, тантала и рения, накапливающимися в мишени. Радиационными характеристиками являются активность  $i$ -го нуклида в 1 г мишени  $Q_i$ , Бк/г, и радиотоксичность  $RT_i = Q_i/DA_i$ , где  $DA_i$  — предельно допустимые активности в воде, Бк/л. Радиотоксичность является более представительной характеристикой, чем активность, поскольку учитывает радиационное воздействие конкретных нуклидов на человеческий организм. Она имеет размерность 1 л воды на 1 г мишени. При расчетах использовались значения  $DA_i$ , из НРБ-99 [1]. Кроме того, вычислялось произведение  $Q_i \Gamma_i$ , где  $\Gamma$  — гамма постоянная [2]. Это произведение дает радиационную мощность дозы облучения от мишени, его размерность  $\text{Р} \cdot \text{см}^2$  на 1 г мишени/ч.

## АКТИВАЦИЯ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Преобразования нуклидов под действием тепловых нейтронов бланкета определяются реакциями ( $n, \gamma$ ) и радиоактивными распадами. Значения тепловых сечений  $\sigma_i$  и резонансных интегралов  $I_i$  взяты из [3], периоды полураспада — из [4]. Скорость

реакции под действием нейтронов определялась как  $(\sigma_i + \gamma I_i)\Phi$ , где  $\gamma$  — жесткость спектра нейтронов, показывающая долю эпитепловых нейтронов в спектре,  $\Phi$  — плотность потока тепловых нейтронов. Дополнительно учитывалась самоэкранировка мишени. В исходной мишени имеются лишь природные изотопы вольфрама. При облучении образуются изотопы тантала, рения и осмия.

В табл. 1 представлены средние по объему мишени концентрации наиболее значимых изотопов вольфрама, тантала, рения и осмия в начале и конце облучения. Они нормированы на одно ядро в исходной вольфрамовой мишени в начале облучения. Рассмотрены варианты с  $\Phi = 10^{14}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  и  $\gamma = 0$  и  $0,4$  (тяжеловодный и простоводный бланкет) и с  $\Phi = 10^{15}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  и  $\gamma = 0$  (высокопоточный тяжеловодный бланкет). Диаметр мишени 50 см.

Т а б л и ц а 1. Концентрации нуклидов в мишени при облучении тепловыми нейтронами

Нуклид	$T_{1/2}$ , сут	Начало облучения	$\Phi$ , нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$		
			$10^{14}$ (1 год)		$10^{15}$ ( $\gamma = 0$ ; 0,5 года)
			$\gamma = 0$	$\gamma = 0,4$	
$^{180}\text{W}$	—	1,3 — 3	1,3 — 3	9,6 — 4	1,3 — 3
$^{181}\text{W}$	121,2	0	8,9 — 7	1,2 — 4	6,6 — 6
$^{182}\text{W}$	—	0,263	0,26	0,26	0,26
$^{183}\text{W}$	—	0,143	0,14	0,14	0,14
$^{184}\text{W}$	—	0,306	0,31	0,31	0,31
$^{185}\text{W}$	75,1	0	8,4 — 6	6,0 — 4	7,1 — 5
$^{186}\text{W}$	—	0,286	0,29	0,28	0,28
$^{187}\text{W}$	1,0	0	2,4 — 6	3,1 — 5	2,4 — 5
$^{188}\text{W}$	69,4	0	2,3 — 9	2,9 — 5	2,0 — 7
$^{180}\text{Ta}$	0,34	0	0	0	0
$^{181}\text{Ta}$	—	0	1,23 — 6	1,5 — 4	4,0 — 6
$^{182}\text{Ta}$	115	0	3,0 — 10	1,1 — 5	4,0 — 9
$^{183}\text{Ta}$	5,1	0	2,8 — 12	3,5 — 7	3,6 — 10
$^{184}\text{Re}$	38,0	0	0	0	0
$^{185}\text{Re}$	—	0	2,1 — 5	1,2 — 3	7,5 — 5
$^{186}\text{Re}$	3,78	0	1,9 9	7,8 — 6	6,7 — 8
$^{187}\text{Re}$	—	0	6,0 — 4	7,4 — 3	3,0 — 3
$^{188}\text{Re}$	0,71	0	7,0 — 9	2,3 — 6	3,5 — 7
$^{186}\text{Os}$	—	0	5,1 — 8	2,6 — 4	8,2 — 7
$^{188}\text{Os}$	—	0	1,3 — 6	5,0 — 4	3,1 — 5

В мишени диаметром 50 см изменения концентраций стабильных изотопов несущественны даже при внешнем потоке  $10^{15}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Это объясняется сильной самоэкранировкой для тепловых нейтронов. В спектре, характерном для простоводного бланкета с жесткостью спектра  $\gamma = 0,4$ , образование нуклидов заметно больше, чем в чисто тепловом спектре, из-за существенного вклада резонансных нейтронов в скорость реакции.

В табл. 2, 3 приведены активность  $Q$ , радиотоксичность RT и радиационная мощность дозы  $Q\Gamma$  облученной мишени. Они отнесены к 1 г вольфрамовой мишени. При

$\gamma = 0,4$  все радионуклиды вносят сравнимый вклад в радиоактивность и радиотоксичность. При  $\gamma = 0$  решающий вклад вносит  $^{185}\text{W}$ . Радиационная мощность дозы определяется короткоживущим  $^{187}\text{W}$ .

Т а б л и ц а 2. Радиационные характеристики мишени при  $\Phi = 10^{14}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ,  $\gamma = 0,4$  и времени облучения 1 год

Нуклид	$Q$ , Бк/г	RT, л/г	$QT$ , $P \cdot \text{см}^2/(\text{г} \cdot \text{ч})$
$^{181}\text{W}$	2,6+10	1,4+7	150
$^{185}\text{W}$	2,1+11	6,5+8	1,6
$^{187}\text{W}$	8,1+11	—	5,3+4
$^{188}\text{W}$	1,1+10	1,7+8	3,3
$^{182}\text{Ta}$	2,6+10	2,8+8	470
$^{183}\text{Ta}$	1,8+9	1,6+7	80
$^{186}\text{Re}$	5,4+10	5,8+8	140
$^{188}\text{Re}$	8,5+10	—	730
Всего	1,2+12	1,7+9	5,5+4

Т а б л и ц а 3. Радиационные характеристики мишени при  $\Phi = 10^{15}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ,  $\gamma = 0$  и времени облучения 0,5 года

Нуклид	$Q$ , Бк/г	RT, л/г	$QT$ , $P \cdot \text{см}^2/(\text{г} \cdot \text{ч})$
$^{181}\text{W}$	1,4+9	7,8+5	8,2
$^{185}\text{W}$	2,5+10	7,8+7	0,19
$^{187}\text{W}$	6,3+11	—	4,1+4
$^{188}\text{W}$	7,4+7	1,1+6	0,02
$^{182}\text{Ta}$	6,5+5	7,0+3	0,17
$^{183}\text{Ta}$	1,9+6	1,7+4	0,08
$^{186}\text{Re}$	4,8+8	5,2+6	1,2
$^{188}\text{Re}$	1,3+10	—	110
Всего	6,7+11	8,5+7	4,1+4

## АКТИВАЦИЯ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

При высоких энергиях нейтронов характер изменений изотопного состава вольфрамовой мишени определяется структурой сечений превращения нуклидов. При энергии нейтронов 2 МэВ происходят лишь реакции  $(n, \gamma)$ , сечения которых составляют несколько десятков миллибарн. При энергии 10 МэВ к ним добавляются реакции  $(n, 2n)$  с сечениями порядка 1—2 б. При более высоких энергиях добавляются реакции  $(n, 3n)$  с сечениями до 1 б и реакции  $(n, p)$  и  $(n, \alpha)$  с сечениями в доли миллибарн.

В табл. 4—6 представлены расчетные данные по накоплению нуклидов и радиационным характеристикам вольфрамовой мишени при облучении моноэнергетическими нейтронами с энергией 10 МэВ. Они позволяют установить влияние основных факторов, связанных с высокоэнергетическими нейтронами. Считалось, что облучение происходит равномерно по объему мишени. Средние по объему мишени плотности потоков быстрых нейтронов принимались  $\Phi = 10^{15}$  и  $10^{16}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , что примерно соответствует току протонного пучка 10 и 100 мА соответственно.

Т а б л и ц а 4. Концентрация нуклидов в мишени при энергии нейтронов 10 МэВ

Нуклид	Начало облучения	$\Phi$ , нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , +	
		$10^{15}$ (1 год)	$10^{16}$ (0,5 года)
$^{180}\text{W}$	1,3 -3	1,4 -3	2,6 -3
$^{181}\text{W}$	0	4,2 -3	0,030
$^{182}\text{W}$	0,263	0,26	0,25
$^{183}\text{W}$	0,143	0,15	0,17
$^{184}\text{W}$	0,306	0,29	0,24
$^{185}\text{W}$	0	4,0 -3	0,03
$^{186}\text{W}$	0,286	0,27	0,22
$^{187}\text{W}$	0	3,0 -8	2,5 -7
$^{180}\text{Ta}$	0	3,3 -7	1,0 -5
$^{181}\text{Ta}$	0	5,7 -3	0,017
$^{182}\text{Ta}$	0	1,0 -7	1,9 -6
$^{184}\text{Re}$	0	4,2 -5	1,0 -3
$^{185}\text{Re}$	0	0,01	0,03
$^{186}\text{Re}$	0	3,2 -7	1,0 -6
$^{187}\text{Re}$	0	7,7 -6	3,2 -5
$^{188}\text{Re}$	0	4,7 -12	2,0 -10
$^{186}\text{Os}$	0	8,9 -7	1,4 -5
$^{188}\text{Os}$	0	8,6 -10	1,9 -8

Т а б л и ц а 5. Радиационные характеристики мишени при энергии нейтронов 10 МэВ,  $\Phi = 10^{15}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  и времени облучения 1 год

Нуклид	$Q$ , Ки/г	$RT$ , л/г	$Q\Gamma$ , Р· $\text{см}^2/(\text{г} \cdot \text{ч})$
$^{181}\text{W}$	9,0+11	5,0+8	5,2
$^{185}\text{W}$	1,4+12	4,4+9	11
$^{187}\text{W}$	8,1+8	—	53
$^{180}\text{Ta}$	2,6+10	—	190
$^{182}\text{Ta}$	2,4+7	2,6+5	4,3
$^{184}\text{Re}$	2,9+10	2,1+8	3,7+3
$^{186}\text{Re}$	2,2+8	2,4+6	0,59
$^{188}\text{Re}$	—	—	0,002
Всего	2,3+12	5,1+9	3,9+3

Т а б л и ц а 6. Радиационные характеристики мишени при энергии нейтронов 10 МэВ,  $\Phi = 10^{16}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  и времени облучения 0,5 лет

Нуклид	$Q$ , Ки/г	$RT$ , л/г	$Q\Gamma$ , Р· $\text{см}^2/(\text{г} \cdot \text{ч})$
$^{181}\text{W}$	6,5+12	3,6+9	38
$^{185}\text{W}$	1,0+13	3,2+10	82
$^{187}\text{W}$	6,6+9	—	430
$^{180}\text{Ta}$	7,8+11	—	5,7+3
$^{182}\text{Ta}$	4,4+8	4,7+6	79
$^{184}\text{Re}$	7,2+11	5,2+9	9,2+4
$^{186}\text{Re}$	7,3+9	7,8+7	19
$^{188}\text{Re}$	—	—	0,06
Всего	1,8+13	4,1+10	9,9+4

При расчетах превращений нуклидов учитывались реакции ( $n, \gamma$ ) и ( $n, 2n$ ). Их сечения при 10 МэВ взяты из [5, 6]. Рассматривалось образование изотопов вольфрама, тантала, рения и осмия.

В табл. 4 представлены средние по объему мишени концентрации нуклидов в начале и конце облучения, нормированные на одно ядро в исходной вольфрамовой мишени в начале облучения. В табл. 5, 6 — радиационные характеристики, отнесенные к 1 г облученной вольфрамовой мишени.

При потоке  $10^{16}$  нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) изменения концентраций существенные, что объясняется вкладом реакций ( $n, 2n$ ) при этой энергии. Образование новых, в том числе радиоактивных нуклидов не превышает нескольких процентов от общего числа ядер.

Радиотоксичность определяется нуклидами  $^{181}\text{W}$ ,  $^{185}\text{W}$ ,  $^{184}\text{Re}$ , радиационная мощность дозы — нуклидом  $^{184}\text{Re}$  и отчасти короткоживущим  $^{180}\text{Ta}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Радиационные характеристики, обусловленные нейтронами, рожденными в мишени, и нейтронами от внешнего blankets, сравнивались в предположении, что энергия нейтронов, рожденных в мишени, составляет 10 МэВ и плотность потока  $10^{15}$  нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ), что примерно соответствует току протонного пучка 10 мА, а нейтроны от внешнего blankets имеют плотность потока  $10^{14}$  нейтр./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) и жесткость спектра  $\gamma = 0,4$ , что соответствует обычному реактору на тепловых нейтронах. Сравнение показывает, что при облучении в течение 1 года радиотоксичность, обусловленная рожденными в мишени нейтронами, в 3 раз больше, а радиационная мощность дозы в 14 раз меньше, чем эти же характеристики, обусловленные нейтронами от внешнего blankets. Однако необходимо иметь в виду, что радиационная мощность дозы для облучения нейтронами от внешнего blankets определяется короткоживущими нуклидами  $^{187}\text{W}$ ,  $^{188}\text{Re}$  с периодами полураспада около 1 сут, тогда как при облучении нейтронами, рожденными в мишени, основной вклад дают  $^{185}\text{W}$ ,  $^{181}\text{W}$  и  $^{184}\text{Re}$  с периодами полураспада от 38 до 121 сут. Если же принимать во внимание только радионуклиды с периодами полураспада не менее нескольких десятков суток, то оказывается, что высокоэнергетические нейтроны, рожденные в мишени, создают радиационную мощность дозы в 6 раз больше, чем нейтроны от внешнего blankets. Этот результат свидетельствует о важной роли, которую играют высокоэнергетические нейтроны от самой мишени в образовании радионуклидов, ответственных за радиационные характеристики облученной мишени.

Абсолютные значения радиационной мощности дозы позволяют оценить возможные способы обращения с облученной мишенью. Величина  $Q\Gamma$  имеет порядок  $10^4$  Р· $\text{см}^2/(\text{г} \cdot \text{ч})$  и период ее снижения на половину составляет несколько десятков суток. Это свидетельствует о том, что даже через значительное время после окончания облучения требуются дистанционные методы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нормы радиационной безопасности (НРБ—99). — М.: Изд. Минздрава России, 1999.
2. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов: Справочник. — М.: Атомиздат, 1977.
3. Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Радиационный захват нейтронов: Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
4. Схемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения: Публикация 38 МКРЗ/Пер. с англ. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
5. McLane V., Dunford C.L., Rose P.F. Neutron Cross Sections. Vol. 2. Neutron Cross Section Curves. National Neutron Data Center, BNL. — N.Y.: Acad. Press, 1988.
6. ENDF/B-VI, revision 2.

Статья поступила в редакцию 15 июля 2000 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, 45—50.

МЕТОДЫ ЭКСПЕРТНОЙ ПОДДЕРЖКИ  
ЛИЦЕНЗИРОВАНИЯ ДЕЙСТВУЮЩИХ АС

Б.Г. Гордон, Т.Ю. Чулкова

НТЦ ЯРБ, 109280, Москва, ул. Автозаводская, 14/23

Представлены российский подход к требованиям обеспечения безопасности АС и общие рекомендации МАГАТЭ по оценке безопасности действующих АС. Отмечено, что разработка методологического подхода к оценке проводимого эксплуатирующими организациями обоснования безопасности является актуальной задачей. В качестве возможного дополнения к стандартной экспертизе, оценивающей безопасность действующих энергоблоков российских АС, предлагается успешно примененный для станций с реакторами РБМК методический подход, названный линиями защиты ( $L_0D$ ).

LICENSING EXPERT SUPPORT METHODS FOR OPERATING NPP. B.G. GORDON, T.Yu. CHULKOVA. The summary of the Russian approach to the safety requirements of NPP and general IAEA recommendations for the safety assessment of operating NPP is submitted. There is pointed out that the development of the methodological approach to the safety justification review is an urgent task. The methodical approach named the «Line of defence ( $L_0D$ )» that was successfully applied for NPP with RBMK reactors is offered as a possible addition to the routine review process during the licensing.

Основой современного подхода к требованиям обеспечения безопасности АС в России является разработка и введение в действие важнейших правовых и нормативных документов [1—6], сопровождающиеся подготовкой большого числа руководящих документов, раскрывающих и уточняющих механизмы исполнения требований к обеспечению безопасности действующих АС. Разработка этих документов — результат совместных усилий Госатомнадзора и Минатома России. В эксплуатации любой АС наступает период, когда заложенные в проект технические решения перестают удовлетворять новым нормативным требованиям к безопасности АС и становятся необходимыми внедрение дополнительных и модернизация существующих систем, увеличение объема контроля основного оборудования и разработка компенсирующих мероприятий. Эксплуатирующие организации параллельно с разработкой правовых и нормативных документов совершенствуют эксплуатацию АС с целью приведения их в соответствие с требованиями по безопасности. Применяемый в России подход к периодической оценке безопасности блоков АС базируется на требованиях к обосновывающей безопасности документации, поддерживаемой на приемлемом уровне в течение всего жизненного цикла АС. Изменения условий действия лицензии реализуют механизм данного подхода, где ключевым моментом является анализ обосновывающей безопасности документации [7].

Блокам первого поколения выдается лицензия сроком на один год на основе анализа опыта их эксплуатации, годовых отчетов по безопасности энергоблока и другой необходимой документации [8]. Требования к составу и содержанию документов для получения лицензии блоков второго и третьего поколений изложены в [9]. Для получения долгосрочных лицензий для энергоблоков 1—4 Ленинградской АЭС, 1 и 2 Курской АЭС, 1 и 2 Кольской АЭС, 3 и 4 Нововоронежской АЭС эксплуатирующие организации должны представить на рассмотрение в Госатомнадзор России отчет по углубленной оценке безопасности энергоблоков (ОУОБ) [6]. В ближайшем будущем для всех действующих энергоблоков будет проведена углубленная оценка безопасности. В процессе лицензирования Управлением по надзору за ядерной и радиационной безопасностью атомных станций Госатомнадзора России может быть принято решение

о проведении экспертизы безопасности блока АС на соответствие принятым заявителем технических и организационных решений действующим требованиям по безопасности в области использования атомной энергии.

Реализованный в России подход к оценке безопасности АС согласуется с разработываемыми с 1991 г. в МАГАТЭ основными положениями по оценке безопасности станций, построенных по ранним стандартам. В INSAG-8 [10] представлен двухэтапный подход к оценке глубокоозелонированной защиты АС, включающий предварительную и углубленную фазы для идентификации случаев несоответствия техническим требованиям, предъявляемым к АС.

Практическое содействие эксплуатирующим организациям и органам регулирования в переоценке безопасности АС по действующим стандартам и с учетом эксплуатационной практики обеспечивает публикация МАГАТЭ [11]. Для АС, построенных по ранним стандартам, проведение экспертизы по современным стандартам — это определение того, где существуют отклонения, влияющие на глубокоозелонированную защиту и культуру безопасности. Документ также предлагает классификацию компенсирующих мероприятий для выявленных проблем безопасности и рекомендации по их реализации для достижения приемлемого уровня безопасности.

МАГАТЭ рекомендует проводить периодические оценки безопасности действующих АС для оценки совокупных эффектов старения станции, модернизаций, эксплуатационного опыта и технических достижений [12]. Периодические оценки безопасности рекомендуется осуществлять через регулярные промежутки времени не более 10 лет, так как за данный период происходит смена кадрового состава и нормативной документации. Периодическую оценку предлагается проводить в три этапа.

На первом этапе проводят оценку существующего состояния безопасности на соответствие действующим нормам и принятой практике, разделяя ее на 11 факторов безопасности:

- 1) реальное физическое состояние конструкций;
- 2) анализ безопасности;
- 3) аттестация оборудования;
- 4) управление процессами старения;
- 5) показатели безопасности;
- 6) использование опыта и результатов исследования других станций;
- 7) процедуры (регламенты);
- 8) организация и администрация;
- 9) человеческий фактор;
- 10) аварийное планирование;
- 11) воздействие на окружающую среду.

Второй этап периодической оценки безопасности — это предварительная экспертиза вопросов безопасности. На данном этапе могут быть предложены предварительные компенсирующие мероприятия.

На третьем этапе продолжение эксплуатации подтверждается результатами углубленного рассмотрения как сильных, так и слабых сторон первого этапа и предложенных компенсирующих мероприятий, например, с использованием методов вероятностного и детерминистского анализов безопасности (ВиДАБ).

Подобный подход к периодической оценке безопасности раз в десять лет в чистом виде не существует в российской практике, но требования [12] к периодической оценке безопасности вполне соответствуют рекомендациям Госатомнадзора России [6], что подтверждает сравнение факторов безопасности и содержащих аналогичные проблемы разделов ОУОБ для российских энергоблоков. Периодическая оценка безопасности в России осуществляется при выполнении некоторых международных проектов, например по вероятностному и детерминистскому анализам безопасности.

Таким образом, российская практика обоснования и регулирования безопасности полностью соответствует общим рекомендациям МАГАТЭ. Для исключения субъек-

тивизма при проведении экспертизы в НТЦ ЯРБ в виде отдельных документов разрабатываются руководства по экспертизе безопасности (РЭ), которые предназначены для помощи экспертам при составлении заключений по документации, обосновывающей ядерную и радиационную безопасность атомных станций с реактором типа ВВЭР. Тематика РЭ соответствует [5], где рассматриваются технические и организационные вопросы эксплуатации АС.

Обзор экспертных заключений, накопленных в НТЦ ЯРБ, показал, что РЭ обеспечивают вполне объективный подход к оценке безопасности. При невозможности провести расчетный детерминистический анализ при оценке систем, важных для безопасности АС, экспертами тем не менее используются критерии, основанные на собственном понимании процессов, что порождает субъективизм оценки. Такой подход не противоречит рекомендациям МАГАТЭ [11]: при отсутствии необходимых нормативных документов, содержащих критерии оценки, проектные, конструкторские и технические решения анализируются на соответствие достигнутому уровню науки и техники.

Действующая российская нормативная база содержит различные рекомендации по организации и порядку проведения экспертизы [13], поэтому разработка методологического подхода к оценке обоснования безопасности является актуальной задачей. Причем разработка конкретных методик и подходов для получения экспертных оценок должна быть выполнена с учетом основных положений концепции глубокошелонированной защиты. Примером такого подхода может служить анализ безопасности Игналинской АЭС на соответствие современным стандартам [14]. В проекте была оказана помощь эксплуатирующей организации в принятии решений о приоритетности капиталовложений в мероприятия по модернизации оборудования и документации на основе оценки важности каждого выявленного недостатка с точки зрения безопасности АС.

На начальной стадии проекта пришли к мнению, что нецелесообразно и невозможно применять количественный риск к оценке недостатков, которые будут выявлены [14]. Был разработан альтернативный метод [15, 16]. Значительность для безопасности отступлений от современных стандартов может быть оценена по степени, в которой они влияют на работоспособность и эффективность физических барьеров и уровней защиты. Поэтому методика экспертизы УОБ ИАЭС была основана на том принципе, что для защиты от последствий различной степени серьезности требуется некоторое количество линий защиты (Lines of Defence — LoD), классифицированных как сильные или слабые.

Наиболее полно после проекта УОБ ИАЭС подход LoD был использован в проекте TACIS TS/RF/10. Методический подход линий защиты (LoD) был создан для эксплуатируемых в УК реакторов без контайнмента, основываясь на позиции Запада относительно безопасности таких АС, но он прошел некую стадию по изменению на соответствие проблемам российских энергоблоков для проектов УОБ ИАЭС, TACIS TS/RF/10.

Цель проекта TACIS TS/RF/10 — содействие лицензированию мероприятий по модернизации систем, важных для безопасности, энергоблоков первой очереди Ленинградской АС. Оценки идентифицировали ряд областей, в которых, по мнению экспертов, глубокошелонированная защита станции будет иметь недостатки даже после модернизации [17].

Понятие «линия защиты» отсутствует в российских НД, как и понятия «сильная» и «слабая» линии защиты. Но их можно определить как совокупность систем, важных для безопасности, выполняющих свои функции по отношению к рассматриваемому исходному событию. Сильная линия защиты (Strong Line of Defence — SLoD) образуется из систем, которые одновременно удовлетворяют трем критериям аттестации при анализе на выполнение требуемой функции безопасности. Критерии аттестации определяются в [15, 16] как Q — Qualified for duty, R — Redundant, A — Automatic и включают комплексную оценку: во-первых, консервативности конструкции и обес-

печения качества при изготовлении, монтаже, испытаниях, техобслуживании (ремонт), во-вторых, резервирования системы. Выполнение второго критерия аттестации свидетельствует, что система удовлетворяет принципу единичного отказа. Для активных систем действие защиты должно быть автоматическим. Для такого специфического элемента линии защиты, как персонал, оценка по третьему критерию (А) — это оценка наличия допустимого времени для диагностики и устранения одной ошибки. Пассивные системы оцениваются только по двум критериям аттестации: обеспечение качества и надежность (Q — Qualified & R — Reliable). Слабая линия защиты (Weak Line of Defence — WLoD) — такая система, которая не может быть квалифицирована на основе критериев аттестации как сильная, но вносит значительный вклад в глубокоэшелонированную защиту. Слабая линия защиты (WLoD) соответствует критерию аттестации по качеству, но не отвечает требованию устойчивости к единичному отказу и соответствует вероятности отказа порядка 0,1—0,01 [15].

Аттестация по критериям Q, R, А позволяет определить уже на первом этапе особенности, представляющие собой отклонения от основных принципов безопасности. Фактически критерии аттестации помогают оценить первый и второй уровни существующей глубокоэшелонированной защиты [4]. Подробнее критерии аттестации (Q, R, А) с точки зрения соответствия требованиям российских НД, рассмотрены в [18].

Итоговая характеристика (S или W) для рассматриваемой системы определяется по совокупности ответов на стандартные критерии (Q, R, А). При этом в качестве итоговой берется наилучшая оценка. Далее, оценив само исходное событие в терминах методологии (S или W) на основе данных по частоте, его суммируют (U) с оценкой системы по критериям Q, R, А, получая значение для оси ординат диаграммы безопасности (см. рисунок).



По оси абсцисс откладываются четыре категории последствий аварий по степени их серьезности. В табл. 1 определены четыре категории последствий аварий в том виде, в котором они были использованы в проектах [14, 17].

Т а б л и ц а 1. Последствия аварий по степени серьезности

Условные обозначения	Характер последствий аварий
V	Нарушение проектных пределов для топлива, которое не является достаточным для того, чтобы вызвать расплавление топлива или эвтектику топлива/оболочки твэлов более чем в одном канале. Нет запроектной физической угрозы защитной оболочке или системе локализации аварий
L	Локальное повреждение небольшого числа каналов в пределах проектной мощности систем сброса давления из РП и СЛА. Невозможен никакой физический эффект, который смог бы привести к отказу защитной оболочки или СЛА
M	Расплавление активной зоны, которое не приводит к полному отказу защитной оболочки или СЛА при избыточном давлении, но в конечном счете приводит к их повреждению вследствие теплового удара, выброс снижается за счет задержки после останова реактора и за счет выдержки продуктов деления в СЛА, первом контуре и т.д.
A	Расплавление активной зоны, приводящее к катастрофическому разрушению системы локализации при подъеме верхней плиты реактора или полному отказу СЛА при превышении допустимого давления

Таким образом, для построения диаграммы необходимо иметь информацию о категории последствий исходных событий при различных сценариях развития аварии, полученную по результатам детерминистского анализа безопасности (ДАБ) с использованием современных расчетных кодов. Фактически это оценка третьего уровня глубокоэшелонированной защиты [4].

Четвертым уровнем глубокоэшелонированной защиты АС является управление авариями. Этот уровень защиты определяется заранее запланированными и отработанными мероприятиями по управлению возможным развитием запроектных аварий. Мероприятия включают поддержание работоспособного состояния систем локализации радиоактивных веществ. С помощью методологии линий защиты (LoD) может быть оценен и этот уровень защиты.

Опыт показывает, что, если проблемы станции идентифицированы, далее лучше всего их классифицировать по значительности для безопасности. Для каждой возможной аварии диаграмма безопасности показывает одну из четырех категорий безопасности энергоблока как область пересечения категории последствий (ось абсцисс) (см. табл. 1) и числа сильных и слабых линий защиты, которые станция имеет против данной аварии (ось ординат). В табл. 2 определены категории, принятые в проекте [14]. В том же виде они сохранились и в проекте [17].

Т а б л и ц а 2. Категории проблем безопасности

Условные обозначения	Категория	Примечание
NT (Not Tolerable)	Эксплуатация не допустима	До устранения проблемы эксплуатация не обоснована
TS (Tolerable Short)	Эксплуатация допустима на короткий период времени	Решение проблемы должно быть осуществлено без задержек, за короткий период времени, возможно при компенсирующих мероприятиях
TL (Tolerable Long)	Эксплуатация допустима на длительный период времени	Реализовать мероприятия по повышению безопасности, если они не являются сложными или неэкономичными
MS (Modern Standart)	Современный стандарт	Не требуется никаких мероприятий

Оценка каждой системы, участвующей в обработке рассматриваемого ИС и обеспечивающей выполнение необходимой функции безопасности, осуществляется по ее состоянию до и после модернизации. Тогда мерой дефицита безопасности энергоблока или эффективности конкретного мероприятия по модернизации является разница в положении на диаграмме безопасности (см. рисунок) области категории безопасности.

В приложении [14] приводится сводный перечень рекомендаций по дополнительному анализу, модернизации и техническому перевооружению второго блока ИАЭС, категории которых (NT, TS, TL) определены на основе методологии LoD. Все рекомендации по модернизации были условно разделены на TS — закончить до лицензирования или TL — выполнить вскоре после лицензирования ИАЭС.

Несомненным положительным качеством данного подхода к оценке безопасности АС, построенных по ранним стандартам, является то, что он не требует полного вероятностного анализа безопасности (ВАБ) и, следовательно, избегает всех проблем неопределенности, возникающих при использовании различных методологий ВАБ. В то же время традиционный ДАБ, основанный на концепции многоуровневой защиты против возможных исходных событий, игнорирует тот факт, что некоторые исходные события более вероятны, чем другие. Совместное использование результатов ДАБ и ВАБ позволяет устанавливать количественные стандарты безопасности, задавая частоту аварии и критерии безопасности в терминах риска. В этом смысле методология линий защиты является как бы серединой этих двух подходов [19].

Методология линий защиты, согласно рекомендациям МАГАТЭ [10] по проведению двухэтапной оценки безопасности АС, объединяет с помощью диаграммы безопасности в достаточно наглядной форме предварительную (до модернизации) и углубленную (после модернизации) оценки безопасности. Предварительная оценка определяет как соответствие АС нормам проектирования и эксплуатации, действо-

вавшим тогда, когда она была впервые лицензирована, так и любые отклонения от концепции глубоководной защиты. Цель углубленной оценки безопасности — сравнительный анализ проекта, принципов сооружения и эксплуатации станции на соответствие действующим нормам и правилам. После завершения углубленной оценки безопасности АС рассмотрены ее результаты должно показать важность выявленных недостатков для поддержания глубоководной защиты. Аналогично в методологии LoD система после модернизации оценивается с точки зрения более поздних стандартов, так как они закладываются в проект ее модернизации.

В документе МАГАТЭ [11], рекомендации которого соответствуют принятой в России регулирующей практике, описано в общих чертах, как просто и полно провести детерминистское обоснование. При этом предлагается аналогичная VLMA-классификация потенциальных последствий проблем безопасности с точки зрения повреждения станции или радиоактивного выброса на три группы: приемлемые (tolerable), значительные (significant), недопустимые (intolerable). По аналогии с MS—NT-классификацией предлагается высокий (high), средний (medium), низкий (low) классы важности проблемы для безопасности. Критерии аттестации (Q, R, A) данной методологии вполне соответствуют как рекомендациям INSAG-8, так и основным принципам безопасности, реализуемым при проектировании атомных станций и их систем, изложенным в [4]. Применение подобных критериев аттестации обсуждается в [11], где говорится, что для экспертизы безопасности АС подходящие критерии приемлемости — это пределы, либо содержащиеся в текущих стандартах и методах оценки, либо альтернативно предложенные эксплуатирующей организацией и согласованные с регулирующим органом.

Сравнивая методологию линий защиты с существующими подходами, примененными в проектах по анализу безопасности (например, ВАБ и экспресс-анализ риска проекта ТАСИС для ИАЭС-2, САЭС-3, ЛАЭС-1), с российскими подходами при экспертизе, обосновывающей безопасность документации при лицензировании, а также с другими предложенными, но не нашедшими практического применения методиками [20, 21], можно сказать, что данная методология не является более субъективной, чем любой из приведенных выше подходов.

Методология линий защиты (LoD) может стать хорошим дополнением к стандартной экспертизе, обосновывающей безопасность документации, назначаемой при лицензировании, или быть базисом отдельного проекта по анализу безопасности. При этом методология позволяет получать оценки:

- работоспособности отдельных систем (элементов), важных для безопасности;
- качества и корректности выполненного эксплуатирующей организацией анализа влияния на безопасность каждого отступления от требований НД для конкретного энергоблока, ранжировки (категоризации) отступлений по их значимости для безопасности;

- планов и графиков мероприятий по устранению и компенсации выявленных отступлений от требований действующих НД с точки зрения обоснованности приоритетов их реализации, эффективности и полноты;

- уровня безопасности энергоблока и его соответствия требованиям действующих НД после завершения модернизации в целом или отдельного ее этапа. Экспертиза проводится по документам, представленным в составе заявления на получение лицензии на эксплуатацию, и результатам комплексного анализа безопасности, выполненного эксплуатирующей организацией в рамках УОБ.

Для использования методологии линий защиты в российской практике следует пересмотреть ее основные положения и адаптировать ее к российской нормативной базе. Алгоритм проведения анализа можно оставить таким же. Очевидным положительным моментом методологии является то, что она не позволяет пропустить основные моменты при проведении экспертизы, расставляя акценты на действительно слабые места проекта или эксплуатационной практики.

Принятая в России концепция глубоководной защиты, последовательная реализация которой обеспечивает безопасность АС, численно дорабатывается в LoD при поэтапном составлении диаграммы безопасности.

По решению 2-го Управления Госатомнадзора России с помощью методологии линий защиты была проведена экспертиза эффективности перехода на уран-эрбиевое топливо с точки зрения концепции глубококошелононированной защиты и повышения безопасности эксплуатации энергоблока 1 Курской АС. В настоящее время замена штатных ТВС с диоксидом урана на ТВС с уран-эрбиевым топливом является актуальной задачей для энергоблоков РБМК. Оценка эффективности нового механизма поддержания заданного значения парового коэффициента реактивности, основанного не на введении в активную зону решетки поглотителей, а на свойствах самого топлива, довольно специфична для данной методологии и показала универсальность и пригодность LoD для экспертизы безопасности действующих АС.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федеральный закон «Об использовании атомной энергии» № 170-ФЗ, 21.11.1995.
2. Федеральный закон «О радиационной безопасности населения» № 3-ФЗ, 09.01.1996.
3. Положение о лицензировании в области использования атомной энергии. Постановление Правительства №865, 14.07.1997.
4. Общие положения обеспечения безопасности атомных станций. ОПБ—88/97, НП-001—97. — М., 1999.
5. Требования к содержанию отчета по обоснованию безопасности АС с реакторами типа ВВЭР. ПНАЭ Г-01-036—95. — М., 1995.
6. Рекомендации по углубленной оценке безопасности действующих энергоблоков атомных станций с реакторами типа ВВЭР и РБМК. РБГ-12-42—97. — М., 1997.
7. Dr. Bukrinsky A.M. Russian regulatory approach to periodic NPP units reassessment. Presentation at regional joint utility. — In: Regulatory Workshop on Benefit of Periodic Reviews (22—26 February 1999).
8. Положение о порядке выдачи годичных разрешений Госатомнадзора России на эксплуатацию блоков атомных станций первого поколения. РД-04-25—97, 01.05.1997.
9. Требования к составу и содержанию документов, обосновывающих обеспечение ядерной и радиационной безопасности ядерной установки, пункта хранения, радиационного источника и/или заявленной деятельности (для атомных станций). РД-04-27—97, 01.11.1997.
10. Общая основа для оценки безопасности атомных электростанций, сооруженных в соответствии с ранее принятыми нормами. INSAG-8. — Вена, МАГАТЭ, 1995.
11. Evaluation of the safety of operating nuclear power plants built to earlier standards. A common basis for judgement. Safety Reports Series № 12. — Вена, IAEA, 1998.
12. Периодическая оценка безопасности действующих АС. Руководство по безопасности. Серия по безопасности № 50 SG-012. — Вена, МАГАТЭ, 1994.
13. Положение о порядке проведения экспертизы документов, обосновывающих обеспечение ядерной и радиационной безопасности ядерной установки, радиационного источника, пункта хранения и/или заявленной деятельности. РД-03-13-98, 01.10.1998.
14. Бава Д., Батчер П., Москалев А. и др. Рецензия на отчет по анализу безопасности Игналинской АЭС. Официальное резюме. Отчет RISKAUDIT № 74, январь 1997.
15. Holloway N.J., Butcher P.A. Defence in depth approach to safety assesment for RBMK Reactors. Ignalina RSR Task 10. July 1995.
16. Holloway N.J., Butcher P. Lines of defence analysis — guidebook and examples. Ignalina RSR Task 10. October 1995.
17. Dillinstone M.J. Licensing Assistance to GAN-RF: Final Report. Project TS/RF/10, AEAT-4847 Issue 1, March 1999.
18. Васекин В.Н., Истомина Н.Н., Чулкова Т.Ю. Программное и методическое обеспечение системы экспертной поддержки лицензирования эксплуатации АС с РБМК. Отчет НТЦ ЯРБ по теме: Освоение и разработка методик расчетных программ для анализа нештатных и аварийных режимов РУ с РБМК и ВВЭР. Этап 5. № 3-2-98—98. Пункт 3.9. ПНТП—98. Инв. № 200-05/248, 1998.
19. Итоговый отчет Рабочей группы 9: Вероятностный анализ безопасности (Приложение 19 к РВМК/СМС/FR), 1994.
20. Оценка текущего уровня безопасности АС с учетом предвестников аварий. Проект методических указаний. ДНП-3-01—97/900-04/25, НТЦ ЯРБ, 1997.
21. Малкин С.Д., Сивоконь В.П. Методика расчета надежности и отказоустойчивости сложных систем, важных для безопасности АС. Препринт ИАЭ-4539/4. — М., 1987.

Статья поступила в редакцию 6 мая 2000 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, с. 51—57.

## ЭКСПЕРТНАЯ МЕТОДИКА ОЦЕНКИ БЕЗОПАСНОСТИ ЭКСПЛУАТАЦИИ ЭНЕРГОБЛОКОВ АЭС

*В.Н. Васекин, Госатомнадзор России, Москва, ул. Таганская, 34  
Н.Н. Истомина, Т.Ю. Чулкова, НТЦ ЯРБ Госатомнадзора России,  
109280, Москва, ул. Автозаводская, 14/23*

Предлагается экспертная методика оценки безопасности энергоблоков АЭС. В качестве базовых понятий используются понятия «риска» и его компонент, характеризующих вероятность и последствия исходного события. Рассмотрены понятия «дефицит безопасности», «допустимое время» эксплуатации в состоянии с заданной величиной риска, областей допустимых и недопустимых состояний на диаграмме безопасности. Даны корректные определения указанных понятий. Предлагаемая экспертная методика позволяет получить количественные оценки дефицита безопасности, допустимого времени эксплуатации энергоблока с имеющимся дефицитом безопасности и эффективности мероприятий, направленных на его устранение.

EXPERT SAFETY ASSESSMENT METHODOLOGY OF NPP UNIT OPERATION. V.N. VASEKIN, N.N. ISTOMINA, T.Yu. CHULKOVA. This article contains a safety evaluation method of NPP units. The base conceptions are used following the conception «risk» and its components, which define the probability and consequences of initial events. There are examined the conceptions: «safety deficit», «permissible time» of operation under condition of given value of «risk», areas of permissible and inadmissible conditions on the safety diagram. There are given correct determinations of these parameters. Given expert method allows to obtain quantitative estimations of «the safety deficit», «permissible time» of operation of NPP units with existing «safety deficit» and effectiveness of measures which direct to elimination of the «safety deficit».

Госатомнадзор России непрерывно осуществляет регулирование эксплуатации АЭС на всех этапах жизненного цикла АЭС, включая проектирование, строительство, ввод в эксплуатацию новых энергоблоков, реконструкцию, модернизацию и эксплуатацию действующих энергоблоков АЭС. Осуществляемое Госатомнадзором России поэтапное регулирование эксплуатации АЭС предусматривает порядок принятия решений о выдачи лицензии, формирование условий и изменений условий действия лицензий. Лицензирование эксплуатации АЭС предусмотрено «Федеральным законом об использовании атомной энергии» и осуществляется в соответствии с «Положением о лицензировании деятельности в области использования атомной энергии».

Требования к эксплуатирующим организациям по подготовке и внесению изменений в проектную, конструкторскую, технологическую и эксплуатационную документацию устанавливаются документами Госатомнадзора России, содержащими основные положения подготовки и принятия решений по изменениям проектной, конструкторской, технологической и эксплуатационной документации, влияющей на обеспечение ядерной и радиационной безопасности.

Важное условие эффективности надзорной деятельности Госатомнадзора России — проведение экспертизы материалов по обоснованию безопасности АЭС, заключение которой принимается во внимание при принятии решения о выдаче лицензии и при формировании условий действия лицензии. Организация и проведение экспертизы регламентируется документом Госатомнадзора России о порядке проведения экспертизы документов, обосновывающих обеспечение ядерной и радиационной безопасности ядерной установки, радиационного источника, пункта хранения и/или заявленной деятельности.

Проведение экспертизы является комплексной задачей и предполагает рассмотрение всех аспектов обоснования безопасности АЭС, включая оценку полноты проведенного эксплуатирующей организацией анализа соответствия энергоблоков АЭС требованиям нормативных документов (НД) Госатомнадзора России, оценку дефицита безопасности и ранжировку выявленных отступлений по их значимости для безопасности, оценку эффективности мероприятий по модернизации систем, важных для безопасности АЭС.

Экспертная оценка безопасности эксплуатации АЭС выполняется по информации, содержащейся в обосновывающих безопасность АЭС материалах, представляемых в составе документов на получение лицензии на эксплуатацию энергоблока АЭС.

К настоящему времени накоплен определенный опыт проведения экспертизы как в рамках осуществляемого Госатомнадзором России процесса лицензирования АЭС, так и в рамках международных проектов по анализу безопасности действующих энергоблоков АЭС России, базирующихся на ряде нормативных и руководящих документов Госатомнадзора России и рекомендациях по проведению анализа безопасности МАГАТЭ [1].

С 1991 г. МАГАТЭ для оценки приемлемости безопасности станций, построенных по более ранним стандартам, разрабатываются общие подходы и рекомендации, в основу которых положена концепция глубоко эшелонированной защиты, включающая в себя систему физических барьеров на пути распространения ионизирующего излучения и радиоактивных веществ в окружающую среду и организационно-технических мер, обеспечивающих целостность этих барьеров [2]. Оценка глубоко эшелонированной защиты является ключевым моментом подходов, рекомендуемых МАГАТЭ по анализу безопасности действующих энергоблоков АЭС.

Необходимо отметить, что на сегодняшний день отсутствуют разработанные в достаточной степени методики экспертной оценки безопасности. Указанные выше материалы являются хорошей основой для разработки организационных процедур и общих рекомендаций по проведению экспертизы, но как правило не содержат конкретных методик и подходов для получения экспертных оценок безопасности энергоблоков АЭС.

Вышесказанное определяет важность и актуальность задачи разработки экспертных подходов и методик для оценки безопасности энергоблоков АЭС.

Примером анализа безопасности энергоблоков АЭС, проведенного в соответствии с рекомендациями МАГАТЭ по оценке глубокоэшелонированной защиты, может служить выполненная в рамках международного проекта углубленная оценка безопасности (УОБ) для Игналинской АЭС. При экспертизе результатов УОБ ИАЭС был использован подход, основанный на предположении, что для защиты от последствий исходных событий (ИС) требуется некоторое количество сильных и слабых «линий защиты», оценка которых проводится по ключевым факторам (стандартным вопросам):

Q — качество проекта и его реализации, испытания, контроль и техническое обслуживание;

R — степень резервирования функций безопасности и устойчивость систем безопасности к единичному отказу, включая единичную ошибку персонала;

A — автоматизация выполнения функций безопасности и техническая защищенность систем безопасности от несанкционированного вмешательства.

Указанные ключевые факторы (стандартные вопросы) в определенной степени отражают требования действующих российских НД [3, 4].

Экспертный подход оценки проведенного анализа безопасности ИАЭС использовал следующую классификацию (категоризацию) последствий ИС:

V — нарушение проектных пределов для топлива, которое не является достаточным для того, чтобы вызвать расплавление топлива более чем в одном канале;

L — повреждение небольшого числа каналов в пределах проектной мощности систем сброса давления из РП и СЛА;

M — расплавление активной зоны, которое не приводит к полному отказу защитной оболочки или СЛА;

A — авария с расплавлением активной зоны, приводящая к катастрофическому разрушению энергоблока.

Подобные категории последствий ИС используются и в рамках вероятностного анализа безопасности:

S — состояние без превышения проектных пределов;

V — состояние с нарушением проектных пределов, но без тяжелого повреждения оболочек твэлов;

D — повреждение оболочек твэлов в нескольких ТК;

A — состояние с потерей герметичности реакторного пространства.

Выявленные при анализе безопасности отступления от требований действующих российских НД и международных норм по безопасности были разделены на следующие категории, характеризующие степень их влияния на безопасность:

NT — эксплуатация допустима только после реализации мероприятий, устраняющих или компенсирующих дефицит безопасности;

TS — эксплуатация допустима на короткий период времени, в течение которого должны быть реализованы мероприятия, компенсирующие дефицит безопасности;

TL — эксплуатация допустима на длительный период времени. Реализация компенсирующих мероприятий целесообразна, если они рентабельны и не являются сложными;

MS — уровень безопасности, который удовлетворяет современным стандартам.

В рамках подхода «линий защиты» категория защищенности (NT, TS, TL, MS) энергоблока от рассматриваемого ИС, приводящего к последствиям типа V, L, M, A, определяется количеством определенных сильных и слабых «линий защиты». Результаты анализа безопасности представлены на диаграмме оценки безопасности [7, 8].

Анализ безопасности, выполненный с помощью данного методического подхода, носит качественный характер и не дает каких-либо количественных оценок безопасности. Кроме того, для использования методологии «линий защиты» в качестве экспертной методики оценки безопасности энергоблоков российских АЭС необходимо выполнить ее адаптацию и конкретизацию с учетом российской нормативной базы, включая:

- детализацию ключевых факторов (стандартных вопросов Q, R, A);
- корректное определение границ областей допустимых (TS, TL, MS) и недопустимых (NT) состояний безопасности;
- конкретизацию понятий состояний безопасности, когда эксплуатация энергоблока АЭС допустима на короткое время (TS), на длительное время (TL), и состояний безопасности (MS), соответствующих современным стандартам.

В данной работе предлагается методика для экспертной оценки безопасности энергоблоков АЭС, в которой используются основные понятия методического подхода «линий защиты» и, в отличие от последнего, содержатся их определения с позиции терминологии российских НД. Предлагаемая методика использует понятие риска как базового при анализе безопасности и получении количественных оценок безопасности. Рассматриваются понятия «предельно допустимое время» эксплуатации в состоянии с заданной величиной риска, «дефицит безопасности», соответствующий имеющимся отступлениям от требований НД. Количественная характеристика эффективности модернизации определяется как величина устраняемого (компенсируемого) дефицита безопасности.

В предлагаемой методике понятие «риск» рассматривается с учетом принятых в [7] подходов и представлений. Для количественной характеристики величины риска (R) понятие «риск» используется в значении, охватывающем как вероятность ИС (вероятностная компонента риска ( $p$ )), так и его последствия (компонента риска ( $d$ ), количественно характеризующая последствия ИС):

$$R = p \cdot d. \quad (1)$$

Вероятностная компонента риска ( $p$ ) естественным образом является количественной характеристикой, однако существуют определенные трудности в ее оценке, связанные, главным образом, с недостатком статистической информации по отказам. В предлагаемой методике для количественной характеристики компоненты риска ( $d$ ) используется подход к классификации последствий, основанный на идеях, заложенных в концепции глубокоэшелонированной защиты. Основным принципом подхода является количественная характеристика последствий по степени нарушения целостности и работоспособности барьеров безопасности. Исходя из определения физических барьеров безопасности, за количественную характеристику степени их целостности и, сле-

довательно, работоспособности можно принять количество радиоактивных продуктов, выход которых за границу барьера безопасности потенциально возможен при его разрушении. Такой подход корреспондируется с детерминистским понятием последствий как компоненты риска, используемым в [7].

В отличие от подхода «линий защиты» в координатной сетке диаграммы оценки безопасности предлагаемой методики (рис. 1) используются количественные характеристики вероятностной компоненты риска ( $p$ ) и компоненты риска ( $d$ ), характеризующей последствия ИС. Координатная сетка в общих чертах аналогична диаграмме Фармера [8], приведенной на рис. 2.

Верхняя линия (NT) на диаграмме оценки безопасности соответствует границе области недопустимых состояний безопасности, где величина риска больше допустимой величины. Сама граница соответствует кривой постоянного риска ( $R = CR$ ) и определяется соотношением

$$p \cdot d = CR = \text{const.} \quad (2)$$

Компоненты риска  $p$  и  $d$  являются независимыми величинами. Приведенное выше соотношение определяет некоторую их выделенную совокупность, однозначное соответствие или функциональную зависимость, которая отражает то обстоятельство, что значение константы  $CR$  определяется требованиями НД.

Линии  $TS$  и  $TL$  выделяют области состояний безопасности, при которых допустима эксплуатация энергоблока АЭС в течение времени  $T_1$  и  $T_2$  до момента реализации мероприятий, компенсирующих или устраняющих соответствующий дефицит безопасности.

Линия  $TS$  определяется соотношениями:

$$Pt \cdot d = \text{const} = CR$$

или

$$pt \cdot d = \text{const}/T_1 = CR/T_1,$$

где

$$Pt = \int_{T_1} p(t) dt, \quad pt = \int_{T_1} p(t) dt / T_1 \quad (3)$$

или

$$Pt = p_0 \cdot T_1, \text{ если } p(t) = \text{const} = p_0.$$

Область состояний, эксплуатация при которых возможна не более чем в течение времени  $T_1$ , определяется неравенством

$$pt \cdot d \geq \text{const}/T_1 = CR/T_1. \quad (4)$$

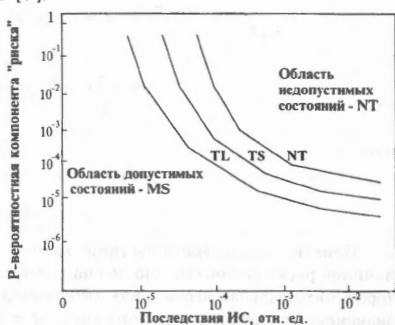


Рис. 1. Диаграмма оценки безопасности

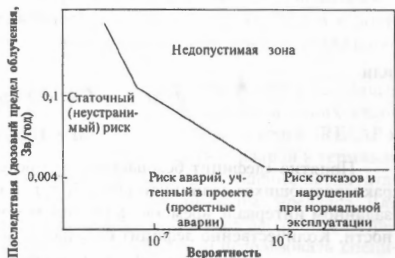


Рис. 2. Диаграмма Фармера

Линия TL и соответствующая область состояний определяются аналогично:

$$Pt \cdot d = \text{const} = CR$$

или

$$pt \cdot d = \text{const}/T_2 = CR/T_2,$$

где

$$Pt = \int_{T_2} p(t) dt, \quad pt = \int_{T_2} p(t) dt / T_2 \quad (5)$$

или

$$Pt = p \cdot T_2, \text{ если } p = \text{const}, \\ p \cdot d \geq \text{const}/T_2.$$

Понятие «предельно допустимое время» эксплуатации в состоянии с заданной величиной риска количественно можно характеризовать интервалом времени  $\Delta t$ , на котором интегральная вероятность ( $Pt$ ) исходного события с последствиями ( $d$ ) имеет значение, при котором величина риска  $R = Pt \cdot d$  попадает на границу области допустимых состояний на диаграмме оценки безопасности.

$$d \cdot \int_{\Delta t} p(t) dt = CR$$

или

$$d \cdot \Delta t \cdot p_0 = CR, \text{ если } p(t) = p_0 = \text{const}, \quad (6) \\ \Delta t = CR / (pt \cdot d).$$

Понятие «дефицит безопасности» определяется для состояний безопасности, характеризующихся величиной риска  $R = p \cdot d$  или  $R = Pt \cdot d$  (здесь  $Pt$  — вероятность на заданном интервале времени) в недопустимой области на диаграмме оценки безопасности. Количественно дефицит безопасности можно определить величиной разницы

$$DR(pg, dg; p, d) = (Rg = pg \cdot dg) - (R = p \cdot d) \quad (7)$$

или

$$DR(pg, dg; Pt \cdot d) = (Rg = pg \cdot dg) - (R = Pt \cdot d),$$

где  $pg$  и  $dg$  соответствуют границе области допустимых состояний на диаграмме оценки безопасности.

Необходимо отметить, что данное выше определение «дефицит безопасности» не вполне однозначно, поскольку граница области допустимых состояний является множеством точек и величина дефицита безопасности зависит от выбора точки ( $pg, dg$ ) на диаграмме оценки безопасности. Конкретнее дефицит безопасности можно определить как

$$DR = \min_{\{pg, dg\}} (DR(pg, dg; p, d)), \quad DR = \min_{\{pg, dg\}} (DR(pg, dg; Pt, d)). \quad (8)$$

Точка ( $pg, dg$ ) соответствует минимальному расстоянию до границы области недопустимых состояний безопасности (NT):

$$DR = DR(pg = p, dg; p, d), \quad DR = DR(pg = p, dg; Pt, d). \quad (9)$$

Точка ( $p, dg$ ) соответствует устранению дефицита безопасности за счет снижения последствий ИС без изменения значения вероятностной компоненты:

$$DR = DR(pg, d = dg; p, d), \quad DR = DR(pg, d = dg; Pt, d). \quad (10)$$

Точка ( $pg, d$ ) соответствует устранению дефицита безопасности за счет снижения вероятности ИС без изменения значения компоненты последствий.

Введенное выше понятие «дефицит безопасности» и его количественная характеристика  $DR$  (7) позволяет дать определение количественной оценки эффективности модернизации энергоблока АЭС. Эффективность модернизации может быть определена как величина устраняемого (компенсируемого) дефицита безопасности:

$$\Delta DR = DR(p_0, d_0; p_1, d_1), \quad (11)$$

$$DR(p_0, d_0; p_1, d_1) = (R = p_0 \cdot d_0) - (R = p_1 \cdot d_1),$$

где  $p_0, d_0$  и  $p_1, d_1$  — значения вероятностной компоненты риска и компоненты риска, количественно характеризующей последствия ИС, до и после модернизации соответственно.

Парциальную эффективность (эффективность по компонентам) можно определить как

$$\Delta DR = DR(p_0, d_0; p_1, d_0)$$

— эффективность за счет снижения вероятности ИС; (12)

$$\Delta DR = DR(p_0, d_0; p_0, d_1)$$

— эффективность за счет снижения последствий ИС.

Представленный выше подход к экспертной оценке безопасности энергоблоков АЭС предполагает принципиальную возможность оценки последствий ( $d$ ) и вероятности ( $p(t)$ ) рассматриваемого исходного события, включая вероятность реализации конкретного сценария развития аварии.

Оценка последствий ( $d$ ) ИС и соответствующих аварийных процессов в настоящее время проводится с использованием отечественных нейтронно-физических кодов (STEPAN, SADCO) и зарубежных контурных теплогидравлических кодов (RELAP и ATHLET). Перечисленные коды позволяют оценивать последствия аварий в терминах нарушения целостности барьеров безопасности как функции нарушения эксплуатационных пределов, пределов безопасной эксплуатации или проектных пределов. Для оценки количества радиоактивных продуктов деления, выходящих за границы барьеров безопасности при нарушении их целостности, необходимо использовать специальные расчетные коды.

В представленной выше методике для оценки последствий аварий принято консервативное предположение, что при разрушении барьера безопасности за его границу выходят все радиоактивные продукты деления, выход которых потенциально возможен. При построении диаграммы оценки безопасности в качестве количественной оценки последствий аварий можно использовать количество радиоактивных продуктов, выходящих за границы барьеров безопасности, нормированное на предельно допустимую величину, определенную требованиями НД.

Трудности в оценке вероятностной компоненты риска ( $p$ ) сопряжены, главным образом, с малой статистикой по отказам или недостатком информации по надежности систем (элементов) АЭС, отказы которых могут служить ИС аварийных процессов. В рассматриваемой методике экспертной оценки безопасности энергоблоков АЭС предлагается рассмотреть подход к оценке вероятностной компоненты риска ( $p$ ), основанный на использовании технических данных испытаний по наработке на отказ, которые позволяют оценить вероятность отказа при условии, что система (элемент) изготовлена и эксплуатируется в соответствии с техническими условиями, предусмотренными проектом. Для систем нормальной эксплуатации, находящихся постоянно в работе, учитывая общее время безотказной работы однотипных элементов и оборудования, можно получить консервативную оценку вероятности отказа.

Естественно, что оценки вероятности и последствий ИС всегда имеют некоторую неопределенность и погрешность. Это означает, что линии NT, TS и TL, определяющие области состояний безопасности на диаграмме оценки безопасности, должны иметь

определенную ширину, соответствующую погрешности оценки последствий и вероятности ИС. Корректное определение указанных погрешностей является принципиальным моментом предлагаемой методики, поскольку позволяет делать определенные выводы о степени консерватизма проводимого анализа безопасности.

Таким образом, предлагаемая в настоящей работе экспертная методика анализа безопасности эксплуатации энергоблоков АЭС направлена на получение следующих количественных оценок:

— дефицита безопасности, обусловленного имеющимися отступлениями от требований НД;

— эффективности мероприятий, направленных на устранение или частичную компенсацию дефицита безопасности;

— допустимого времени эксплуатации энергоблока с имеющимся дефицитом безопасности, в течение которого должны быть реализованы соответствующие компенсирующие мероприятия.

Указанные оценки позволяют выполнить ранжировку имеющихся несоответствий энергоблоков АЭС требованиям НД по их значимости для безопасности и получить оценку уровня безопасности энергоблока, достигнутого в результате проведенной модернизации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Периодическая оценка безопасности действующих АЭС. Руководство по безопасности МАГАТЭ 1997 г. № 50 SG-012.
2. Общая основа для оценки безопасности атомных электростанций, сооруженных в соответствии с ранее принятыми нормами (INSAG-8). — МАГАТЭ, Вена, 1996.
3. Общие положения обеспечения безопасности атомных станций. ОПБ-88/97 ПНАЭ Г-01-011—97. — Москва, 1990.
4. Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций. ПБЯ РУ АС-89, ПНАЭ Г-1-024—90. — Москва, 1990.
5. Бава Д., Батчер П., Москалев А. и др. Рецензия на Отчет по анализу безопасности Игналинской АЭС. Официальное резюме. Отчет RISKAUDIT № 74, январь 1997.
6. Dillistone M.J. Licensing Assistance to GAN-RF: Final Report. Project TS/RP/10, AEAT-4847, Issue 1, March 1999.
7. Потенциальное облучение и ядерная безопасность (INSAG № 9). — МАГАТЭ, Вена, 1996.
8. Воронин Л.М., Засорин Р.Е., Иванов Е.С. Безопасность атомных станций. — Росэнергоатом—EDF, 1994.

Статья поступила в редакцию 15 мая 2000 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, с. 58—64.

## АНАЛИЗ НАРУШЕНИЙ В РАБОТЕ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ ЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК И ВОПРОСЫ НОРМАТИВНОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ ПРОТИВОАВАРИЙНЫХ МЕРОПРИЯТИЙ

*Р.В. Никольский, С.Е. Орлов, А.И. Сапожников, Госатомнадзор России,  
В.П. Горбунов, В.В. Маклаков, НТЦ ЯРБ*

Настоящая статья написана по материалам докладов, представленных российской стороной на состоявшемся 25—28 октября 1999 г. в Госатомнадзоре России российско-американском семинаре на тему «Учет и анализ нарушений в работе исследовательских ядерных установок (ИЯУ) и предприятий топливного цикла (ПТЦ)», проводившемся в соответствии с Протоколом о сотрудничестве между Госатомнадзором России и Министерством энергетики США (от 19.12.1998). В ходе дискуссии на семинаре было отмечено, что подходы к анализу нарушений и учету событий на исследовательских ядерных установках в России и США по многим позициям совпадают и не имеют принципиальных различий.

FAILURE ANALYSIS IN OPERATION OF RESEARCH NUCLEAR INSTALLATIONS AND EMERGENCY MEASURES REGULATION ISSUES. R.V. NICKOLSKI, S.E. ORLOV, A.I. SAPOZHNIKOV, V.P. GORBUNOV, V.V. MAKLA KOV. The papers are being analyzed, which had been presented by the Russian side at the Russian-American Workshop «Accounting for and Analysis of Failures in Operation of Research Nuclear Installations (RNI) and Fuel Cycle Facilities (FCF)», held in Gosatomnadzor of Russia. In the course of discussion at the Workshop it was pointed out, that the approaches to the failure analysis and events accounting at the research nuclear installations in Russia and USA coincide in many points and have no principle differences.

## 1. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НАРУШЕНИЙ В РАБОТЕ ИЯУ В 1997—1999 гг.

Госатомнадзор России в рамках государственного регулирования ядерной и радиационной безопасности исследовательских ядерных установок (ИЯУ) осуществляет надзор за состоянием их безопасности при эксплуатации. Под исследовательскими ядерными установками понимаются исследовательские реакторы (ИР), критические (КС) и подкритические (ПКС) стэнды, которые находятся в ведении трех министерств (Минатом России, Минобразования России и Минэкономики России) и трех самостоятельных организаций (Российская академия наук, Объединенный институт ядерных исследований и Российский научный центр «Курчатовский институт»). С каждым годом продолжается сокращение числа ИЯУ, используемых по назначению, в связи с затруднительным финансовым положением их владельцев, а также «старением» ИЯУ. В 1998 г. из 113 ИЯУ в эксплуатации находилась 51 установка, в состоянии длительного перерыва в эксплуатации и вывода из эксплуатации находились 56 установок, в стадии строительства шесть ИЯУ, а в 1999 г. из 109 ИЯУ в состоянии эксплуатации находилось уже 50 установок, в состоянии длительного перерыва в эксплуатации и вывода из эксплуатации 53 установки, в стадии строительства шесть ИЯУ. Около 30% ИЯУ, находящихся в эксплуатации или в состоянии длительного перерыва в эксплуатации, введены в эксплуатацию 30 и более лет тому назад.

Отсутствие на момент проектирования и ввода в эксплуатацию большинства исследовательских реакторов четко сформулированной концепции безопасности ИЯУ и сформированной нормативной базы ее обеспечения привело к тому, что по многим вопросам проектанты, конструкторы и эксплуатационный персонал должны были выполнять мероприятия по повышению безопасности в связи с вводом новых норм и правил, а также учитывать новые подходы по безопасности, применяемые на АС. Исследовательские реакторы, имеющие относительно АС небольшую мощность, представляют меньшую потенциальную опасность для населения в сравнении с блоками АС. Тем не менее ИР могут быть потенциально опасными при их эксплуатации, так как проведение экспериментальных исследований на них часто связано с изменениями характеристик активной зоны, в том числе с изменением реактивности. В связи с этим концепция безопасности ИР, в отличие от концепции безопасности АС, должна учитывать указанные особенности ИР при формировании принципов, критериев и основных направлений достижения безопасности и управления безопасностью.

За 1998—1999 гг. на ИЯУ ядерных, радиационных, технических аварий и нарушений условий безопасной эксплуатации, приведших к превышению пределов безопасной эксплуатации, не было. На всех ИЯУ, поднадзорных Госатомнадзору России в 1998 г. было зарегистрировано 35 случаев автоматического срабатывания защиты (АСЗ), в 1999 г. — 47 случаев. Имели место пять случаев внепланового снижения мощности (ВСМ). Наибольшее число срабатывания аварийной защиты наблюдалось из-за колебания напряжения во внешних электросетях и из-за отказов в системах КИП.

В таблице представлены сравнительные данные о нарушениях в работе ИЯУ за 1997, 1998 и 1999 гг.

Причины возникновения нарушений	Нарушения в работе ИЯУ					
	1997 г.		1998 г.		1999 г.	
	АСЗ	ВСМ	АСЗ	ВСМ	АСЗ	ВСМ
Ошибки в работе персонала ИЯУ	8	—	6	—	3	—
Отказы в системе КИП, системе управления	25	—	8	3	13	—
Отказы в системе электрооборудования	8	1	5	—	10	1
Отказы в системе тепломеханического оборудования (ТМО)	2	6	1	4	2	3
Нарушения в работе экспериментальных устройств	—	—	2	1	2	—
Колесания напряжения во внешних электросетях	16	—	13	—	17	—
Прочие	—	1	—	—	—	—
Итого	59	8	35	8	47	5

Наметившаяся тенденция к снижению нарушений в работе ИЯУ в 1997—1998 гг. по сравнению с предыдущими годами, связанная, прежде всего, с уменьшением загрузки установок, неожиданно изменилась в 1999 г. Число нарушений стало расти. Это прежде всего можно объяснить физическим и моральным старением приборов и оборудования, не обновлявшихся в течение ряда лет из-за недостаточного финансирования.

В настоящее время для оценки безопасности эксплуатации ИЯУ существенное значение имеет проблема человеческого фактора. На ИЯУ идет смена поколений, по разным причинам увольняется опытный персонал. Ситуация характеризуется снижением престижа профессии, отсутствием притока молодых специалистов, старением кадров, сокращением общей численности. Наиболее частые ошибки персонал допускает в связи с ремонтом и заменой приборов. Но в то же время наблюдается тенденция снижения нарушений по вине персонала: если в 1997 г. по вине персонала было допущено восемь нарушений, связанных со срабатыванием АЗ, в 1998 г. — шесть, то в 1999 г. их не было. Большую роль в этом играет правильный подход эксплуатирующих ИЯУ организаций к подготовке персонала, организации технической учебы и проведению проверки знаний на рабочих местах. Необходимо также отметить как положительный фактор проведение международных семинаров по подготовке персонала в 1996—1997 гг. в НИИАР (г. Димитровград). Продолжает оставаться высоким процент нарушений, связанных с перебоями электроснабжения. Похоже, что в ближайшее время эта проблема останется по-прежнему на первом месте, так как в данном направлении существенных работ эксплуатирующими организациями не проводится. Госатомнадзор России ужесточил порядок повторного вывода на мощность ИР после срабатывания АЗ, потребовав согласования с отделами инспекций условий подъема мощности ИР.

Все перечисленные нарушения условий нормальной эксплуатации не привели к облучению персонала и загрязнению окружающей среды сверх установленных для нормальной эксплуатации пределов.

Госатомнадзор России в соответствии с международной практикой использует следующие основные критерии оценки состояния ядерно-радиационной безопасности (ЯРБ) исследовательских ядерных установок:

- радиационная обстановка за пределами площадки размещения ИЯУ;
- радиационная обстановка на площадке размещения ИЯУ;
- характеристики глубокошелонированной защиты (состояние системы физических барьеров на пути распространения ионизирующего излучения и радиоактивных веществ в окружающую среду, системы технических и организационных мер по защите барьеров и сохранению их эффективности);
- отсутствие или наличие нарушений пределов и (или) условий безопасной эксплуатации.

Проверки порядка расследования и учета нарушений в работе ИЯУ в эксплуатирующихся предприятиях, проведенные в 1998—1999 гг. отделами инспекций, показали, что требования соответствующих нормативных документов выполняются [1—12].

Результаты анализа нарушений в работе ИЯУ используются органами Госатомнадзора России при планировании инспекций и учитываются при экспертизе материалов заявок эксплуатирующих организаций на получение лицензий Госатомнадзора России на эксплуатацию ИЯУ.

## 2. НОРМАТИВНОЕ РЕГУЛИРОВАНИЕ ОТЧЕТНОСТИ О НАРУШЕНИЯХ И ПРОТИВОАВАРИЙНЫХ МЕРОПРИЯТИЙ НА ИЯУ

При оценке ядерной и радиационной безопасности объектов использования атомной энергии (ОИАЭ) одним из важных учитываемых показателей является готовность эксплуатирующей организации к реализации мероприятий по защите работников (персонала) и населения в случае аварии на объекте и к ликвидации последствий аварии. К противоаварийным мероприятиям в общем случае относятся:

- поддержание готовности работников (персонала) к действиям при возникновении аварий и ликвидации последствий аварии;
- проведение противоаварийных тренировок на объекте;
- обеспечение получения достоверной и своевременной информации о нарушении в работе объекта, ее анализ и принятие корректирующих мер по предотвращению подобных нарушений.

Для атомных станций (АС) требования к противоаварийным мероприятиям отражены в документах федерального уровня [1—3]. Для других объектов использования атомной энергии имеются общие требования по планированию мероприятий на случай аварии и разработаны руководства по безопасности, утвержденные Госатомнадзором России [4—6].

Анализ применения действующих нормативных документов для ИЯУ показывает правомерность постановки вопроса о разработке документов федерального уровня по вопросам противоаварийных мероприятий. Федеральный статус документов обусловлен введением в действие федеральных законов в области использования атомной энергии, реорганизацией федеральных органов исполнительной власти, необходимостью регламентации взаимодействия с другими органами исполнительной власти, приведением в соответствие с требованиями современного технического уровня.

В настоящее время инспекции Госатомнадзора России в надзорной деятельности в соответствии с перечисленными ранее критериями оценки состояния безопасности ИЯУ руководствуются следующими документами:

- Федеральный закон «Об использовании атомной энергии»;
- Федеральный закон «О радиационной безопасности населения»;
- Федеральный закон «О защите населения и территорий от чрезвычайных ситуаций природного и техногенного характера» определяет организационно-правовые нормы в области защиты населения и окружающей среды в пределах Российской Федерации от чрезвычайных ситуаций;
- Нормы радиационной безопасности (НРБ-99) содержат регламентируемые величины техногенного облучения в контролируемых условиях и в условиях аварии;
- Положение о классификации чрезвычайных ситуаций природного и техногенного характера устанавливает единый подход к оценке чрезвычайных ситуаций, определению границ зон чрезвычайных ситуаций и адекватного реагирования на них;
- Общие положения обеспечения безопасности исследовательских реакторов (ОПБ ИР-94) содержат общие требования по планированию мероприятий на случай аварии;

— Основные санитарные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений ОСП-72/87 регламентируют основные требования по обеспечению радиационной безопасности;

— Положение о порядке расследования и учета нарушений в работе исследовательских ядерных реакторов, критических (подкритических) стенов (РД-04-10—94) устанавливает единый порядок к расследованию и учету нарушений в работе ИЯУ, устанавливает категории происшедших на ИЯУ событий в единой шкале оценок;

— Указание от 26.03.92 № 10/У определяет форму оперативной информации и недельной сводки о нарушениях в работе оборудования и состоянии эксплуатации энергоблоков атомных электростанций (АЭС), исследовательских реакторов (ИР) и ядерных энергетических установок судов (ЯЭУ);

— Указание от 27.05.92 № 20/У определяет требования к объему и содержанию оперативной информации о чрезвычайных ситуациях, передаваемой ответственным дежурным по Госатомнадзору России в Министерство Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий (МЧС России);

— Указание от 11.05.95 № 44/У определяет порядок ежемесячного представления сведений о состоянии (изменении состояния) ядерной и радиационной безопасности на поднадзорных Госатомнадзору России объектах в органы средств массовой информации, общественным организациям и движениям;

— Положение о Группе ответственных дежурных Госатомнадзора России (РД-09-28—99) определяет организацию работы дежурных Госатомнадзора России;

— Указание от 21.07.99 № 12У регламентирует порядок и содержание оперативного сообщения о нарушениях в работе на поднадзорных объектах, передаваемого из Межрегиональных территориальных округов в Информационно-аналитический центр Госатомнадзора России ответственному дежурному в течение 1 ч после выявления нарушения;

— Информационное письмо 1-го Управления Госатомнадзора России от 28.11.94 № 11-05/322 определяет структуру годового отчета эксплуатирующей организации по оценке текущего состояния ядерной и радиационной безопасности ИЯУ, а также процедуру рассмотрения отчета органами Госатомнадзора России. В отчет включена информация о результатах анализа нарушений в работе ИЯУ за прошедший год и результатах выполнения принятых мер по предотвращению повторения нарушений, а также результаты проведения противоаварийных тренировок.

### 3. РАЗРАБОТКА И ПЕРЕСМОТР ФЕДЕРАЛЬНЫХ НОРМ И ПРАВИЛ

Госатомнадзор России в соответствии с федеральным законом «Об использовании атомной энергии», а также Постановлением правительства от 1 декабря 1997 г. № 1511 осуществляет разработку федеральных норм и правил по ядерной и радиационной безопасности при использовании атомной энергии. Закон «Об использовании атомной энергии» по многим вопросам не является законом прямого действия, а требует разработки и утверждения государственными органами соответствующих норм и правил.

В настоящее время введены в действие относящиеся к рассматриваемому вопросу следующие уточненные и переработанные нормы и правила: ОПБ-88—97, ПБЯ ИР-98, ПБЯ КС-98. Начат пересмотр ОПБ ИР-94, которые будут распространены (кроме ИР) также на КС и ПКС. Предполагается пересмотреть и ряд других нормативных документов.

В действующую систему нормативных документов, регламентирующих требования к отчетности о нарушениях в работе ИЯУ и организации и выполнению противоаварийных мероприятий, необходимо внести следующие уточнения и изменения, касающиеся:

- установления критериев отчетности о нарушениях в работе ИЯУ;
- уточнения методики классификации ИЯУ с точки зрения риска радиационного воздействия на население и окружающую среду;
- содержания планов мероприятий по защите персонала и населения на случай аварии;
- обеспечения качества системы противоаварийной готовности эксплуатирующей организации;
- проведения экспертизы готовности эксплуатирующей организации к защите населения и территорий.

Порядок расследования и учета нарушений в работе исследовательских ядерных установок в настоящее время определяется РД-04-10—94 [5]. Взамен ему проводится разработка нового нормативного документа, относящегося уже к федеральным нормам и правилам в области использования атомной энергии. Необходимость разработки нового нормативного документа обусловлена повышением требований к обеспечению безопасности ИЯУ как объекта использования атомной энергии, устанавливаемых законами «Об использовании атомной энергии» и «О радиационной безопасности населения», требованиями федеральных норм и правил в области использования атомной энергии и ряда других нормативных документов, введенных в действие после разработки РД-04-10—94.

В процессе рассмотрения документов, обосновывающих заявку эксплуатирующих организаций на получение лицензии на эксплуатацию ИЯУ, Госатомнадзор России проводит экспертизу документов по противоаварийным мероприятиям и дает оценку класса безопасности ИЯУ. Однако проведение экспертизы этих документов встречает определенные трудности в связи с отсутствием нормирования требований по содержанию и построению документов противоаварийных мероприятий на ИЯУ различного класса и отсутствия строгих критериев классификации ИЯУ. В настоящее время ИЯУ условно классифицируются на три группы в зависимости от уровня номинальной мощности и масштаба максимальной проектной аварии.

В нормативных документах планируется уточнить содержание планов мероприятий по защите персонала и населения на случай аварии, а также требования к программе обеспечения качества системы противоаварийной готовности эксплуатирующей организации.

#### 4. РАЗРАБОТКА И СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ БАЗ ДАННЫХ ПО НАРУШЕНИЯМ В РАБОТЕ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ ЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК

Практика проведения оценки текущего состояния безопасности исследовательских ядерных установок при эксплуатации показала целесообразность создания единой для Госатомнадзора России, государственных органов управления использованием атомной энергии (в первую очередь для Минатома России) и эксплуатирующих организаций системы учета нарушений в работе ИЯУ с использованием электронных вычислительных средств.

Важность наличия и эффективности ведения баз данных для оценки состояния безопасности ИЯУ подтверждает принятие Минатомом России решения (Приказ министра № 70 от 09.02.99) о создании при ГНЦ РФ НИИАР Отраслевой лаборатории и отраслевой информационной системы по сбору и обработке данных по отказам оборудования и инцидентам на исследовательских ядерных установках.

Участие Отраслевой лаборатории в работах по сбору достоверных сведений о нарушениях в работе всех ИЯУ России и их систематизации, в том числе в создании электронных версий базы данных, позволит повысить оперативность передачи информации другим организациям, в том числе проектным и конструкторским. Поскольку

ИЯУ не содержат, как правило, типового оборудования, основная цель работ по анализу нарушений связана с изучением общих причин отказов оборудования и нарушений в работе ИЯУ, которые не зависят от типа оборудования и связаны с качеством поставляемых материалов, комплектующих изделий, организацией эксплуатации ИЯУ, проведением учений и аварийных тренировок.

Предполагается выпуск ежегодного информационного бюллетеня с анализом работы ИЯУ, а также подготовка учебных материалов «Нарушения в работе ИЯУ отрасли» для обучения персонала в учебно-тренировочном центре ГНЦ РФ НИИАР.

Существующая в НТЦ ЯРБ Госатомнадзора России база данных информационной системы о нарушениях в работе ИЯУ ИСН-ИЯУ предназначена для сбора, хранения и обработки информации о нарушениях в работе ИЯУ, которая содержится в отчетах (актах) о расследовании нарушений в работе исследовательских ядерных установок. На этапе опытной эксплуатации информационной системы в нее введена информация, предоставленная обнинской инспекцией, о 68 учетных нарушениях в работе исследовательских реакторов.

При определении объема информации, которая должна заноситься в базу данных для получения необходимых и достаточных показателей оценки текущего уровня безопасности ИЯУ, были проанализированы требования нормативных и руководящих документов, относящихся к проблемам безопасности ИЯУ, в том числе рекомендации МАГАТЭ. Учтен также опыт эксплуатации базы данных Госатомнадзора России о нарушениях в работе АС — ИСИ-НАДЗОР.

Структура файлов базы данных информационной системы ИСН-ИЯУ разрабатывалась в соответствии с требованиями к «Отчету о нарушениях в работе ИЯУ», содержащимися в РД-04-10—94 [5]. В настоящее время структура уточняется, что связано с разработкой нового Положения, а также с полученными результатами проведенного в 1999 г. анализа информации о нарушениях в работе ИЯУ, содержащейся в базе данных.

Анализ информации о нарушениях в работе ИЯУ, содержащейся в базе данных, проводится с целью:

- подготовки предложений по предотвращению повторения нарушений, совершенствованию систем и элементов, важных для безопасности;
- выявления общих закономерностей развития нарушений в работе ИЯУ;
- оценки реализации и эффективности корректирующих мер по итогам эксплуатации;
- прогнозирования тенденций изменения уровня эксплуатационной безопасности на определенный период;
- определения показателей для оценки состояния текущего уровня эксплуатационной безопасности ИЯУ и тенденций изменения этих показателей.

Для оценки состояния текущего уровня эксплуатационной безопасности ИЯУ могут быть использованы следующие данные:

- общее количество и интенсивность нарушений;
- количество, интенсивность и существо событий с нарушением пределов и условий безопасной эксплуатации;
- количество и интенсивность отказов в системах безопасности;
- количество и интенсивность отказов в системах нормальной эксплуатации (СНЭ);
- количество проявлений низкого уровня культуры безопасности;
- количество срабатываний АЗ;
- количество внеплановых снижений мощности или остановов ИЯУ персоналом, ведущим технологический процесс, при нарушении нормальной эксплуатации;
- количество отказов СУЗ;
- общее количество отказов и количество наложившихся отказов в СНЭ;
- отказы по группам оборудования;

- отказы по невыясненным причинам;
- количество и интенсивность ошибок персонала;
- количество недостатков организации эксплуатации;
- значимость для безопасности нарушений в работе ИЯУ;
- события с повышенным количеством наложившихся (зависимых и независимых) отказов;
- количество отказов по общей причине;
- количество повторяющихся отказов;
- непосредственные и коренные причины нарушения;
- невыполненные корректирующие мероприятия, намеченные по результатам расследования нарушений;
- аналогичные нарушения в работе данной и других ИЯУ;
- показатели значимости событий на ИЯУ по шкале INES.

Опыт работы с ИСН-ИЯУ показал, что имеющаяся в ней информация может быть использована для решения определенных задач при подготовке годового отчета по оценке текущего состояния безопасности ИЯУ. База данных позволяет обеспечить подготовку данных для годового отчета Госатомнадзора России.

В настоящее время МАГАТЭ ведется подготовка к выпуску руководства «Система сообщений о необычных событиях на исследовательских реакторах» [12]. Руководство устанавливает единые требования к представлению в МАГАТЭ текстового сообщения о событии, в том числе в виде кодированной информационной карты, которые будут заноситься в компьютер Базы данных исследовательских реакторов МАГАТЭ. Это позволит странам — участникам МАГАТЭ вести обмен информацией о необычных событиях, произошедших на исследовательских реакторах. Систематический сбор и оценка эксплуатационного опыта о необычных событиях на исследовательских реакторах являются очень полезным способом повышения эксплуатационной безопасности. Надлежащий анализ необычных событий позволяет установить коренные причины их возникновения и извлечь ценные уроки, которые должны быть изучены и использованы оперативным персоналом исследовательских реакторов или их проектировщиками и в других целях. Передачу сообщений в МАГАТЭ должен обеспечивать национальный координатор, назначаемый предпочтительно от регулирующего органа.

Необходимость разработки Руководства по безопасности «Требования к системе учета нарушений в работе исследовательских ядерных установок», в котором должны быть учтены положения проекта к системе сообщений в формате требований МАГАТЭ, а также предъявлены требования к файловой структуре базы данных о нарушениях в работе ИЯУ, в настоящее время рассматривается.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсуждение изложенных выше вопросов на семинаре показало, что подход к организации учета нарушений на ИЯУ и их анализу в России и США по многим вопросам совпадают.

Это относится, в частности, к требованиям, предъявляемым к содержанию отчетности о нарушении, представлению ее на бумажном носителе, а также в виде, обеспечивающем ввод информации в компьютер и последующий ее анализ. Необходимо отметить наличие в «Системе отчетности о событиях, обработке и анализе эксплуатационной информации» США более мощных вычислительных средств, применяемых для сбора и обработки информации, а также то, что эта система объединяет в единую сеть как эксплуатирующие организации (владельцы ИЯУ), так и организации, непосредственно занимающиеся анализом накапливаемой информации, выработкой корректирующих мер и распространением эксплуатационного опыта.

Широкое внедрение информационной системы учета нарушений в работе ИЯУ в практическую деятельность как Госатомнадзора России, так и органов управления использованием атомной энергии и эксплуатирующих организаций позволит повысить эффективность анализа общих причин отказа оборудования и приборов, общих технических решений и качество материалов, используемых при создании и эксплуатации ИЯУ. Однако внедрение информационной системы задерживается из-за финансовых и организационных трудностей.

Анализ действующих нормативных документов, обеспечивающих регулируемую деятельность в области безопасности исследовательских ядерных установок, показал, что их состояние не в полной мере отражает современное состояние законодательной и правовой базы, накопленный опыт эксплуатации, рекомендации МАГАТЭ и не обеспечивает потребности государственных органов управления использованием атомной энергии, эксплуатирующих организаций и органов регулирования.

Проверки состояния ядерной и радиационной безопасности ИЯУ, порядка расследования и учета нарушений в работе ИЯУ в эксплуатирующих организациях, проведенные в 1998—1999 гг. отделами инспекций межтерриториальных округов Госатомнадзора России, показали, что имевшие место нарушения условий нормальной эксплуатации не привели к облучению персонала и загрязнению окружающей среды сверх установленных для нормальной эксплуатации пределов и требования соответствующих нормативных документов выполняются.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Положение о порядке объявления аварийной обстановки, оперативной передачи информации и организации экстренной помощи атомным станциям в случае радиационно опасных ситуаций НП-005-98.
2. Положение о порядке расследования и учета нарушений в работе атомных станций НП-004—97 (ПНАЭ Г-12-05—97).
3. Типовое содержание плана мероприятий по защите работников (персонала) в случае аварии на атомной станции (РД-ЭО-0030—94).
4. Общие положения обеспечения безопасности исследовательских реакторов (ОПБ ИР-94).
5. Положение о порядке расследования и учета нарушений в работе исследовательских реакторов, критических (подкритических) стенов (РД-04-10—94).
6. Положение о порядке расследования и учета нарушений в работе объектов топливного цикла ПНАЭ Г-14-037—96.
7. Серия изданий МАГАТЭ по безопасности, № 93 «Системы информации о необычных событиях на атомных станциях» (IRS). — МАГАТЭ, Вена, 1990.
8. Инструкция пользователя в работе с базой данных по актам расследования инцидентов на АС информационной системы ИСИ-НАДЗОР в режим ASSIST СБД DBASE III+.
9. Experience with research reactor incidents. — Tecdoc IAEA, July 1995, Technical Committee Meeting, Vienna, 21—25 November 1994.
10. Отчет о деятельности федерального надзора России по ядерной и радиационной безопасности в 1997 году. — М., 1998.
11. Отчет о деятельности федерального надзора России по ядерной и радиационной безопасности в 1998 году. — М., 1999 г.
12. Guide on incident reporting system for research reactors (IRSRR). Проект МАГАТЭ, январь 1997.

Статья поступила в редакцию 11 ноября 1999 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, с. 64—72.

# АННОТАЦИИ ПРОГРАММ, АТТЕСТОВАННЫХ ГОСАТОМНАДЗОРОМ РФ

## АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ TRIFON

Программа TRIFON предназначена для расчетов пространственно-энергетического распределения нейтронов в многозонной цилиндрической ячейке и ее различных характеристик, включая параметры, необходимые для проведения расчетов гетерогенных реакторов.

COMPUTER CODE TRIFON ABSTRACT. The code TRIFON can be used for calculation of space-energy neutron distribution in a reactor cell and various cell parameters including that needed for overall heterogeneous reactor calculations.

### 1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа TRIFON.

### 2. ЭВМ

IBM PC/386, 486, PENTIUM.

### 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Программа TRIFON предназначена для расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов в многозонной цилиндрической ячейке и ее различных характеристик, включая параметры, необходимые для проведения расчетов гетерогенных реакторов. Для многозонной цилиндрической ячейки вычисляются:

1) пространственно-энергетическое распределение нейтронов в полном диапазоне энергий;

2) интенсивности реакций на каждом элементе и в каждой зоне;

3) эффективный коэффициент размножения и вклад в него в зависимости от энергии;

4) количество нейтронов, замедлившихся ниже данной энергии;

5) малогрупповые константы с произвольным энергетическим разбиением;

6) аксиальная составляющая квадрата длины миграции в зависимости от энергии;

7) критический лапласиан (аксиальный);

8) матрица эффективных граничных условий на поверхности цилиндрического объема и ее аксиальная составляющая;

9) активационные коэффициенты, задающие связь между малогрупповым вектор-потоком на поверхности цилиндрического объема и интенсивностями реакций.

Величины, указанные в п. 8—9, служат входными параметрами для программ расчета реакторов по гетерогенному методу.

#### 4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Задается источник интенсивности  $I$  со спектром деления и пространственным распределением, оцененным из односкоростного расчета. Методом вероятностей первых столкновений решается многогрупповая система интегральных уравнений. Используется система констант типа БНАБ в транспортном приближении. Некоторые наборы групп вида  $j_1 < j < j_2$  могут быть объявлены «резонансными» с подразбиением на заданное число  $n$  энергетических интервалов. Сечения выделенных изотопов определяются по параметрам резонансных уравнений с помощью решения дифференциальных уравнений, учитывающих доплер-эффект. В этом случае для матрицы упругих переходов используется модель рассеяния на свободных атомах. Разбиение выделенного интервала латергии ( $u_0, u_n$ ) производится исходя из требования равномерного распределения функции  $F(u)$ , связанной с оценкой поглощения нейтронов от  $u_0$  до  $u_n$  на всех резонансных уровнях всех изотопов. Этим обеспечивается автоматическое сгущение разбиения к центрам резонансов, на каждый из которых достаточно 5—7 интервалов. Для многочисленных резонансов при высоких энергиях могут быть использованы эффективные резонансы, позволяющие с приемлемой точностью описать эффекты резонансного поглощения небольшим их числом. Расчет пространственного распределения нейтронов тепловых энергий выполняется с сечениями, полученными при обращении к термализационной подпрограмме TERMIT, и источниками, определяемыми токами замедления. Для вычисления матриц рассеяния использованы пять различных моделей. Коэффициент размножения (или вклад в него до заданной энергии) определяется как интеграл по объему от произведения потока нейтронов на макроскопические сечения деления и числа вторичных нейтронов на деления. Матрица эффективных граничных условий на поверхности цилиндрического объема, ее аксиальная составляющая и активационные коэффициенты вычисляются по усовершенствованному гетерогенному методу. Погрешность расчетов — на уровне погрешностей расчетов по программам метода Монте-Карло, использующих различные библиотеки констант типа ENDF/B — 0,5—1% в коэффициенте размножения и 3—5% в отношениях чисел реакций. В сочетании с трехмерными расчетами реактора для многочисленных серий экспериментов (порядка 50) на критических сборках обеспечивается дисперсия в 0,3—0,4% в коэффициенте размножения и 2—4% в радиальных распределениях скоростей реакций.

#### 5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

До 20 физических зон, до 50 слоев, в библиотеку можно включать до 90 элементов, полное число групп (с подразбиением) примерно до 150 (зависит от сложности варианта), малогрупповые представления (матрица эффективных граничных условий и т.п.) — до 5 групп.

#### 6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Определяется сложностью задачи. Расчет ячейки РБМК (в цилиндрической геометрии) ~ 3 мин (IBM/PC-486); расчет эффективных граничных условий для блока ВВЭР в 4-групповом представлении 3 мин. Серия из  $G + 1$  ( $G < 6$ ) расчетов ячейки, необходимых для вычисления  $G \times G$  матрицы эффективных граничных условий по вычислительным затратам, эквивалентна двум расчетам ячейки.

## 7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Программа универсальна: для расчета ячейки задаются данные только о геометрии и составе. Для ввода данных разработан специальный язык с некоторым словарным составом и грамматическим строем, позволяющий осуществлять бесформатный ввод и анализ ошибок ввода. Для управления (работа с библиотекой, режимы счета, печати, графики и т.п.) используется система приказов (слова, начинающиеся символом \*). По константному обеспечению программа автономна. Имеется библиотека групповых констант и резонансных параметров примерно для 200 элементов в текстовом виде, составленная по последним литературным данным. По текстовым данным формируется постоянная библиотека, которая может пополняться и видоизменяться. Рассчитанные малогрупповые характеристики записываются на МД и могут считываться при работе программ расчета реакторов.

## 8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Используется многогрупповая система констант типа БНАБ со следующими данными:

- из монографии, опубликованной в сборнике «Ядерные константы»;
- из отчетов ФЭИ, параметры резонансных уровней, параметры эффективных резонансов;

— из BNL 4-го издания;

в тепловой области энергий использованы пять моделей рассеяния и оцененные данные В.А. Коньшина. Гетерогенные характеристики (накопленные в обменном файле) используются как входные параметры в программе расчета реакторов SHERATON, основанной на усовершенствованном гетерогенном методе.

## 9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа находится в эксплуатации свыше 15 лет. За это время выполнены многочисленные расчетные исследования, связанные с обработкой экспериментов и проектными работами. Программа тестировалась по данным экспериментов и расчетов по методу Монте-Карло, а также по экспериментам на критических сборках (в сочетании с расчетамиборок по гетерогенному методу). За время эксплуатации программы были выполнены многочисленные усовершенствования, касающиеся ускорения счета, включения дополнительных расчетных возможностей (аксиальная составляющая матрицы эффективных граничных условий и т.п.), а также произведена адаптация программы на ЭВМ IBM/PC и VAX.

Программа депонирована в ОФАП-ЯР и аттестована Госатомнадзором РФ в комплексе с программой SHERATON (аттестационный паспорт № 66, выдан 06.03.1997).

## 10. ССЫЛКИ

1. Kochurov B.P. An advanced method of heterogeneous reactor theory. JAERI-Review, 94-002, JAERI, 1994.

2. Kochurov B.P., Kwaratzheli A.Yu., Michailov V.M. Computer code TRIFON, Manual: Preprint IТEP-10, 1995.

## 11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Стандартные.

## 12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

Фортран-77.

## 13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

Power Station, WINDOWS 3.11 или WINDOWS-95.

## 14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Объем фортранного текста около 16 000 строк.

## 15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

Б.П. Кочуров, А.Ю. Кварацхели, В.М. Михайлов. ГНЦ РФ ИТЭФ, 117259, Москва.

## 16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Текстовые и исполняемые файлы, набор имеющихся констант в текстовом виде и в виде постоянной библиотеки, препринты и т.п.

Статья поступила в редакцию 28 июня 2000 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, с. 73—76.

# АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ SHERATON

Программа SHERATON предназначена для 3-мерных расчетов реакторов по усовершенствованному методу гетерогенной теории.

COMPUTER CODE SHERATON ABSTRACT. The code SHERATON can be used for 3D calculations of nuclear reactors by the advanced method of heterogencous reactor theory.

## 1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа SHERATON.

## 2. ЭВМ

IBM PC/386, 486, PENTIUM, VAX.

## 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Вычисление эффективного коэффициента размножения и распределений энерговыделения и чисел реакций в 3-мерной модели гетерогенного реактора с неоднородными по высоте каналами, имеющими кусочно-постоянные свойства и расположенными в узлах регулярной квадратной или гексагональной решетки для реакторов с числом каналов до 2000.

#### 4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

В программе использован усовершенствованный метод теории гетерогенного реактора, основанный на формулировке общих малогрупповых уравнений гетерогенного реактора, зависящих от диффузионного типа малогрупповых функций влияния и матричных характеристик ячеек ( $\Lambda$ -матриц), а также наборов коэффициентов, позволяющих восстанавливать скорости реакций по результатам глобального расчета реактора ( $R$ -векторов) и связывающих вектор-потоки и вектор-токи на их границах, в представлении уравнений в приближенной разностной форме. Представление высотных зависимостей конечным рядом Фурье сохраняет форму уравнений как в 2-мерном случае и исключает необходимость сеточной обработки высотных неоднородностей.

Для внутренних итераций использован симметричный метод последовательной верхней релаксации Вочпресса, для внешних итераций при оценке эффективного коэффициента размножения используется релеевское отношение при представлении оператора, определяющего источник, в виде разности двух операторов. Применен метод ускорения внешних итераций, основанный на оценке разности в тепловой части потока нейтронов из двух соседних итераций и суммировании ряда из таких разностей в предположении, что они составляют геометрическую прогрессию.

Входными данными (характеристиками каналов) должны служить малогрупповые  $\Lambda$ -матрицы и наборы коэффициентов для восстановления скоростей реакций, получаемые по усовершенствованному методу теории гетерогенного реактора по программе TRIFON.

Обработка многочисленных серий экспериментов (порядка 50) на критических сборках показала, что в коэффициенте размножения обеспечивается дисперсия около 0,3—0,4% и в радиальных распределениях скоростей реакций около 2—4%.

#### 5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Число групп  $\times$  число каналов  $\times$  число аксиальных гармоник  $< 50\ 000$ .

Число типов каналов  $< 40$ .

Число типов аксиальных физических зон (типов ячеек)  $< 40$ .

#### 6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Реактор с 1200 каналами для четырех групп, семи высотных гармоник — 2,5 мин на IBM PC-486 (66 МГц).

#### 7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

#### 8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Гетерогенные характеристики, рассчитываемые по программе TRIFON (накопленные в обменном файле f04), используются как входные параметры в программе расчета реакторов SHERATON.

#### 9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа SHERATON является преемником серии программ, предназначенных для расчета реакторов по гетерогенному методу — DISHER (2-мерная программа, основанная на прямом решении гетерогенных уравнений), MACAR (2-мерная программа, основанная на решении гетерогенных уравнений в разностной форме), TREC

(3-мерная программа, основанная на решении гетерогенных уравнений в разностной форме). Эти программы разрабатывались в соответствии с методами, развитыми автором данной статьи, в течение более 15 лет, проходили широкий опыт эксплуатации и взаимно тестировались в рамках общих областей применимости. Естественно, они отражали и во многих деталях наследовали возможности вычислительных мощностей своего времени — ЭВМ типов БЭСМ-4, БЭСМ-6, ЕС-1061 с их ограниченностью оперативной и внешней памяти. SHERATON — вновь написанная программа из этой серии для решения гетерогенных уравнений в разностной форме. Составлена для компьютеров типа IBM PC-486, PENTIUM, использует многомерные массивы, подпрограммы с параметрами, не обращается к внешней памяти, в ней используется более простая структура (по сравнению с TREC) гетерогенного уравнения с линейной (вместо нелинейной) зависимостью от эффективного коэффициента размножения. Это позволяет исключить двуступенчатую процедуру его нахождения с очень неустойчивой настройкой параметров, влияющих на сходимость решения, упрощена логика обработки данных вблизи границ реактора. Многочисленные расчетные исследования, выполненные по программе SHERATON или ей предшествующим, связаны с обработкой экспериментов и проектными работами. Программа тестировалась по результатам сравнения с предшествующими программами, по данным экспериментов на критических сборках реактора нулевой мощности МАКЕТ.

Программа депонирована в ОФАП-ЯР и аттестована Госатомнадзором РФ в комплексе с программой TRIFON (аттестационный паспорт № 66, выдан 06.03.1997).

## 10. ССЫЛКИ

Kochurov B.P. An advanced method of heterogeneous reactor theory. — J. AERI-Review, 94-002, JAERI, 1994.

## 11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Не менее 8 Мбайт оперативной памяти.

## 12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

Фортран-77.

## 13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

Power Station, WINDOWS 3.11 или WINDOWS-95.

## 14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Объем текста около 6000 строк.

## 15. АВТОР ПРОГРАММЫ

Б.П. Кочуров. ГНЦ РФ ИТЭФ, 117259, Москва.

## 16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Текстовые и исполняемые файлы, препринты и т.п.

Программа депонирована в ОФАП-ЯР и аттестована Госатомнадзором РФ в комплексе с программой TRIFON (аттестационный паспорт № 66, выдан 06.03.1997).

Статья поступила в редакцию 17 июля 2000 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, с. 76—79.

## АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ STEPAN

Приведено краткое описание программы STEPAN, позволяющей проводить дву- и трехмерные расчеты некоторых эффектов реактивности, характеризующих ядерную безопасность реакторов РБМК в двухгрупповом диффузионном приближении.

CODE STEPAN ABSTRACT. A short description of STEPAN code is given. The code is designed for 2D or 3D calculations of the reactivity effects important for nuclear safety of RBMK-reactors in two-group diffusion approximation.

### 1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа STEPAN. Дву- и трехмерный расчет эффектов реактивности, характеризующих ядерную безопасность реакторов РБМК.

### 2. ЭВМ

PC-386, VAX.

### 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Программа предназначена для расчета некоторых эффектов и коэффициентов реактивности, характеризующих ядерную безопасность реальных состояний энергоблоков с реакторами типа РБМК. Предусмотрено получить расчетным путем следующее:

- а) значение  $\beta_{эф}$  для рассматриваемого состояния;
- б) паровой коэффициент реактивности, температурные коэффициенты реактивности по топливу и графиту, быстрый мощностной коэффициент реактивности;
- в) эффект полного обезвоживания КМПЦ в рабочем состоянии;
- г) скоростную эффективность аварийной защиты по сигналу АЗ в режиме БАЗ;
- д) подкритичность реактора в разотравленном расхоленном до 280 °С состоянии с погруженными (кроме БАЗ) стержнями, с учетом времени стоянки блока;
- е) подкритичность реактора в разотравленном расхоленном до 70 °С состоянии с погруженными (кроме БАЗ) стержнями, с учетом времени стоянки блока;
- ж) эффект обезвоживания КоСУЗ в состоянии «с»;
- з) температурный коэффициент разогрева с 70 до 280 °С;
- и) подкритичность реактора при прохождении йодной ямы;
- к) расчетный порядок извлечения стержней при выходе в критсостояние холодного разотравленного реактора.

#### 4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

В нейтронно-физическом блоке решается прямая задача на  $K_{эф}$ , а также сопряженная задача. Последняя позволяет использовать формализм теории возмущений для расчета некоторых эффектов. Кроме сокращения затрат времени, при таком подходе может быть получена и более высокая точность, например, в расчете  $\alpha_p$ , когда возмущение мало и его прямой расчет по изменению  $K_{эф}$  связан с ошибками при численной реализации. Решаются уравнения:

$$\nabla D_1 \nabla \Phi_1 - \Sigma_1 \Phi_1 + \frac{1}{K_{эф}} (\nu \Sigma_{f_1} \Phi_1 + \nu \Sigma_{f_2} \Phi_2) = 0, \quad (1)$$

$$\nabla D_2 \nabla \Phi_2 - \Sigma_2 \Phi_2 + \Sigma_{12} \Phi_1 = 0.$$

Все обозначения в уравнениях (1) общеизвестны. Уравнения (1) решаются путем преобразования к конечно-разностному виду с одной точкой на ячейку в  $(x-y)$ -плане и до 64 зон по высоте. Решаются уравнения итерационным методом, ускоренным полиномами Чебышева. Кроме уравнений (1) в нейтронно-физическом блоке решаются уравнения для ценностей нейтронов деления:

$$\nabla D_1 \nabla \Phi_1^+ - \Sigma_1 \Phi_1^+ + \Sigma_{12} \Phi_2^+ + \frac{1}{K_{эф}} \nu \Sigma_{f_1} \Phi_1^+ = 0, \quad (2)$$

$$\nabla D_2 \nabla \Phi_2^+ - \Sigma_2 \Phi_2^+ + \frac{1}{K_{эф}} \nu \Sigma_{f_2} \Phi_1^+ = 0.$$

Ценности используются в расчетах коэффициентов реактивности и скоростной эффективности аварийной защиты по соотношениям теории возмущений, согласно которым реактивность рассчитывается по формуле:

$$\rho(t) = \int_V [\Phi_1^+ \nabla \Delta D_1 \nabla \Phi_1 + \Phi_2^+ \nabla \Delta D_2 \nabla \Phi_2 - \Delta \Sigma_1 \Phi_1 \Phi_1^+ + \Delta \nu \Sigma_{f_1} \Phi_1 \Phi_1^+ + \Delta \nu \Sigma_{f_2} \Phi_2 \Phi_1^+ - \Delta \Sigma_2 \Phi_2 \Phi_2^+ + \Delta \Sigma_{12} \Phi_1 \Phi_2^+] dV / \int_V [\nu \Sigma_{f_1} \Phi_1 \Phi_1^+ + \nu \Sigma_{f_2} \Phi_2 \Phi_1^+] dV, \quad (3)$$

где  $\Delta$  означает изменение соответствующего сечения.

Величины реактивности, как правило, выражаются в единицах  $\beta_{эф}$  — эффективной доли запаздывающих нейтронов. Величина  $\beta_{эф}$  в программе STEPAN рассчитывается для каждого состояния реактора с учетом фактической картограммы загрузки:

$$\beta_{эф} = \xi^5 \beta_5 + \xi^8 \beta_8 + \xi^9 \beta_9 + \xi^1 \beta_1. \quad (4)$$

Здесь

$$\xi^i = \int_V (\nu \Sigma_{f_1}^i \Phi_1 + \nu \Sigma_{f_2}^i \Phi_2) \Phi_1^+ dV / \int_V (\nu \Sigma_{f_1} \Phi_1 + \nu \Sigma_{f_2} \Phi_2) \Phi_1^+ dV, \quad (5)$$

где  $i$  пробегает по делящимся изотопам.

В настоящей версии программы учитываются четыре делящихся изотопа:  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{141}\text{Pu}$ ;  $\nu \Sigma_{f_k}^i$  ( $k = 1, 2$ ) — макроскопические сечения генерации нейтронов на  $i$  изотопе, а  $\nu \Sigma_{f_k}$  ( $k = 1, 2$ ) — суммарные макроскопические сечения генерации.

Интегрирование в (5) ведется по объему реактора.

Метод реализации процедуры восстановления формы нейтронного поля по показаниям датчиков СФКЭР подробно изложен в работе [1] и совмещен с наложением обратных связей по температурам топлива и графита, плотности теплоносителя и кон-

центрации  $^{135}\text{Xe}$ . Теплогидравлический блок позволяет получать поканальные распределения плотности и паросодержания теплоносителя в активной зоне реактора.

## 5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Рассматриваются две группы нейтронов в диффузионном приближении для всей активной зоны реактора РБМК с одной точкой на ячейку в (x—y)-плане и до 64 зон по высоте. Поэтому ограничения определяются объемом доступной оперативной памяти и быстродействием ЭВМ. Как правило используются десять расчетных зон по высоте реактора, это приводит к разумному компромиссу между объемом необходимой оперативной памяти и временем счета.

## 6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Двумерный расчет характеристик РБМК требует примерно 40 мин на РС-386/387. Трехмерный расчет, включающий в себя большее число рассчитываемых параметров, с 10 уровнями требует около 5 ч на РС-386/387.

## 7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

В качестве входных данных программа использует информацию из базы данных блочного ИВК (типа «Скала», «Титан»). В программе предусмотрены различные режимы расчета и печати выходной информации. Задание режима и запуск программы осуществляются в диалоге. Приведем основные режимы расчета: расчет нейтронно-физических характеристик; расчет йодной ямы; расчет порядка извлечения стержней СУЗ при выходе в критическое состояние на холодном реакторе.

В программе используются константы в виде полиномиальной зависимости  $\Sigma = f(P, \gamma, T_m, T_f, \text{Xe})$ , где  $P$  — выгорание;  $\gamma$  — плотность теплоносителя;  $T_m$  и  $T_f$  — температуры графита и топлива;  $\text{Xe}$  — концентрация  $^{135}\text{Xe}$ , рассчитанные предварительно по программе WIMS-D4 [2] для всего спектра рабочих выгораний, плотностей теплоносителя и температур.

Предусмотрено сохранение промежуточных и окончательных результатов, счет с запланированным прерыванием, досчет после сбоя и использование результатов предыдущего расчета. Последняя возможность применяется для расчетов подкритичности расколоженного реактора в случае изменения состава активной зоны в этом состоянии (догрузки ДП, замены ТВС и т.п. при ППР).

## 8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

### 9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Программа эксплуатируется в РНЦ «Курчатовский институт» и находится в промышленной эксплуатации на Игналинской, Ленинградской и Смоленской АЭС и во ВНИИАЭС. Программа депонирована в ОФАП-ЯР и аттестована Госатомнадзором РФ (аттестационный паспорт № 46, выдан 23.05.1996).

## 10. ССЫЛКИ

1. Погосбекян Л.Р. Контроль энергораспределения в активной зоне. — Атомная энергия, 1991, т. 71, с. 293—297.

2. Askew J.R., Fayers F.J., Kemshell P.B. A general description of the lattice code WIMS. — JBWES, Oct. 1966, p. 564.

## 11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Необходимый объем памяти зависит от высотной размерности задачи. Для 10-точечной задачи требуется около 5 Мбайт оперативной и 15 Мбайт дисковой памяти.

## 12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

Фортран-77, СИ.

## 13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

MS-DOS, UNIX.

## 14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Объем текста около 12 000 операторов.

## 15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

М.Н. Бабийцев, А.В. Глембоцкий, А.В. Краюшкин, А.В. Кубарев, А.М. Федосов.  
РНИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Курчатова.

## 16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Имеется описание алгоритма программы и инструкция пользователя.

## 17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

Статья поступила в редакцию 22 июня 2000 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, с. 79—82.

# АННОТАЦИЯ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА SADCO

Представлено краткое описание программного комплекса SADCO, предназначенного для проведения полномасштабных трехмерных нейтронно-теплогидравлических расчетов стационарных состояний реактора РБМК.

SADCO. CODE'S ABSTRACT. The brief description of SADCO code for 3D full scale neutron-thermohydraulic calculations of RBMK reactors at steady states is presented.

## 1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

Safety Analysis and Design Code (SADCO). Программный комплекс для проведения трехмерных нейтронно-физических и теплогидравлических расчетов реакторов типа РБМК.

## 2. ЭВМ

IBM PC.

## 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Программный комплекс SADCО выполняет трехмерный ( $X-Y-Z$ ), совместный нейтронно-физический и теплогидравлический расчет ядерных реакторов типа РБМК в малогрупповом диффузионном приближении.

Комплекс имеет возможность решать следующие основные типы задач:

— нейтронно-теплогидравлический расчет реактора в стационарном состоянии (статический расчет);

— нейтронно-теплогидравлический расчет процесса перегрузки топлива на мощности.

Статический расчет имеет следующие опции:

— расчет холодного подкритического реактора с локальными и распределенными внешними источниками нейтронов;

— корректировка исходных данных для трехмерного нейтронного расчета по показаниям внутриреакторных нейтронных датчиков.

Комплекс имеет модульную структуру. Основными модулями комплекса являются:

— блок решения уравнения переноса нейтронов в диффузионном малогрупповом приближении;

— блок нейтронных данных: малогрупповые макросечения ячеек активной зоны и отражателя;

— блок теплогидравлического расчета.

## 4. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Программный комплекс SADCО позволяет рассчитывать поля нейтронов и распределение энерговыделения на основе полномасштабной трехмерной модели реактора РБМК.

В качестве исходной информации для расчета необходимы исходные данные, описывающие состояние активной зоны реактора, включая загрузку активной зоны, положение стержней СУЗ, поканальные энерговыработки, параметры контура МПЦ. Кроме того, могут быть использованы данные об измеренных распределениях нейтронных полей в реакторе.

Программный комплекс SADCО содержит все необходимые данные о нейтронно-физических свойствах активной зоны (малогрупповые нейтронные макросечения), теплогидравлических свойствах твэлов, графитовой кладки, описание конструктивных элементов стержней СУЗ и т.п.

Это дает возможность пользователю проводить расчеты физических, динамических и теплогидравлических характеристик реактора РБМК, не привлекая для расчетов, кроме данных о состоянии реактора, дополнительной информации и других программных средств.

В программном комплексе использована современная библиотека двухгрупповых макросечений с многопараметрической зависимостью от нейтронно-физических и теплогидравлических параметров активной зоны.

Блок нейтронных данных для комплекса SADCО подготовлен с применением программ нейтронного расчета WIMS-D4 [1], MCU [2].

Для решения стационарного уравнения диффузии нейтронов может быть использован любой из следующих методов:

— метод конечных разностей на грубой или учащенной сетке;

— нодальный метод с коррекцией токов нейтронов на границе расчетной ячейки;

— нодальный метод с полиномиальным представлением плотности потока нейтронов внутри расчетной ячейки.

Нодальный метод с коррекцией токов нейтронов представляет собой модифицированный вариант метода Аскью-Такеда [3]. Модификация заключалась в следующем:

— метод адаптирован к расчетам реакторов с каналами прямоугольного сечения (в частном случае квадратного);

— коррекция токов нейтронов производится и по оси  $Z$ ;

— положение дополнительной расчетной точки не фиксированное, как это принято в классическом варианте метода, а произвольное, что позволяет точнее рассчитывать поправки к значениям нейтронно-физических параметров среды.

Нодальный полиномиальный метод основан на алгоритме, предложенном в работе [4]. Для аппроксимации плотности потока нейтронов внутри расчетной ячейки используются полиномы второй или третьей степени.

Система алгебраических уравнений решается методом итерации источника с разделением на внешние и внутренние итерации.

В процессе внутренних итераций при фиксированном источнике плотность потока нейтронов рассчитывается методом неполной факторизации [5]. Поскольку реактор РБМК является физически большим, особое внимание уделено ускорению внешних итераций, которые сходятся достаточно медленно из-за близости главного и первого собственных значений оператора переноса. Для ускорения сходимости используется метод полиномов Чебышева. Набор ускоряющих параметров определяется по схеме Лебедева—Финогенова [6].

В программном комплексе SADCО для расчета плотности теплоносителя в каждом топливном канале используется программа GIDRA [7]. Для расчета температур топлива и графита используются инженерные приближенные методики.

Проблема согласования нейтронного расчета с показаниями внутриреакторных датчиков в SADCО решается методом, основанным на уточнении значений определенного набора параметров, входящих в исходные данные. К числу таких параметров отнесены глубина погружения регулирующих стержней СУЗ ( $H$ ) и распределение поканальной энерговыработки ( $B$ ).

Практика использования экспериментальной информации в расчетных исследованиях показала, что неопределенность указанных исходных данных может быть оценена:  $\sim 0,3$  м в параметре  $H$  и до 5% в параметре  $B$ . В пределах этих погрешностей и проводится корректировка данных параметров. В основу алгоритма уточнения исходных данных положен анализ отклонений расчетного макрополя от экспериментального, полученного по внутриреакторным датчикам.

В программном комплексе имеется возможность автоматического расчета основных паспортных характеристик реакторов РБМК, а также прогнозный расчет перегрузок топлива.

## 5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Нейтронно-физический расчет реактора проводится в малогрупповом диффузионном приближении с количеством групп не более четырех. Количество расчетных токов ограничивается объемом оперативной памяти ЭВМ. Основные вычисления проводятся в двухгрупповом приближении с числом расчетных точек в плане одна точка на канал и 32 точки по высоте.

## 6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

На ЭВМ IBM PC с процессором PENTIUM-200 типичное время счета составляет:

— совместный нейтронно-теплогидравлический расчет стационарного состояния не более 15 мин;

— расчет физических и динамических паспортных характеристик реактора РБМК не более 1 ч 15 мин.

## 7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

Программный комплекс ориентирован на АЭС с реакторами типа РБМК.

## 8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Для подготовки библиотеки макросечений используются программы WIMS-D4 [1] и MCU [2].

## 9. СОСТОЯНИЕ

Программный комплекс находится в эксплуатации в НИКИЭТ. Комплекс депонирован в ОФАП-ЯР и аттестован Госатомнадзором РФ (аттестационный паспорт № 103, выдан 22.10.1998).

## 10. ССЫЛКИ

1. Halsall M.J. A Summary of WIMS-D4 Input Options. Winfrith. — AEEW-1337, 1980.

2. Лиман Г.Ф., Юдкевич Л.В. Пакет программ MCU для решения методом Монте-Карло задач переноса излучений в реакторах. — ВАНТ. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып. 7, с. 27—31.

3. Takeda T., Komano Y. Extension of Askew's Coarse Mesh Method to Few-Group Problems for Calculating Two-Dimensional Power Distribution in Fast Breeder Reactors. — J. Nucl. Sci. Tech., July 1978, vol. 15, p. 53—62.

4. Langenbuch S., Maurer W., Werner W. Coarse-Mesh Flux-Expansion Method for the Analysis of Space-Time Effects in Large Light Water Reactor Cores. — Nucl. Sci. & Eng., 1977, vol. 63.

5. Булеев Н.И. Метод неполной факторизации для решения двумерных и трехмерных разностных уравнений типа диффузии. — Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1970, т. 40, № 4, с. 1042—1044.

6. Шишков Л.К. Метод решения диффузионных уравнений двумерного ядерного реактора. — М.: Атомиздат, 1976.

7. Программа теплогидравлического расчета реакторов типа РБМК. — Отчет НИКИЭТ, инв. № 040-075-634, 1979.

## 11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Для использования программного комплекса требуется IBM PC с процессором PENTIUM. Оперативная память должна быть не менее 16 Мбайт. Объем памяти на жестком диске — не менее 6,5 Мбайт.

## 12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

Фортран-90.

## 13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

WINDOWS-95, UNIX.

## 14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

В программе используется динамическое распределение памяти.

## 15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

С.В. Баринов, П.Б. Кузнецов, В.К. Давыдов, М.И. Рождественский, В.М. Панин, НИКИЭТ.

## 16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Описание применения программного средства и руководство программиста, инструкция для пользователя.

## 17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

В, С, D, F, H, L, M.

Статья поступила в редакцию 26 июня 2000 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, с. 82—86.

# АННОТАЦИЯ ПРОГРАММЫ РАДУГА

## 1. НАЗВАНИЕ ПРОГРАММЫ

Программный комплекс РАДУГА. Моделирование аварийных и переходных режимов реакторных установок водо-водяного типа с учетом трехмерной двухгрупповой модели активной зоны.

## 2. ЭВМ

ИВМ РС-386/486.

## 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Программный комплекс РАДУГА предназначен для моделирования динамических и переходных процессов в установках с реакторами водо-водяного типа. Расчетная схема первого контура реакторной установки представлена на рис. 1.

Петли циркуляции содержат горячий и холодный трубопроводы, теплообменную поверхность с теплоносителем второго контура (парогенераторы), насос (ГЦН), запорные задвижки (ГЗЗ), входы различного рода подпиток. Параллельно насосу может быть подсоединен бак с раствором борной кислоты системы борной аварийной защиты.

Напорная (НКС) и сборная (СКС) камеры смешения разбиты на шесть секторов, каждый из которых подсоединен со своим «весом» к циркуляционным петлям. Схема подсоединения представлена на рис. 2.

Компенсатор объема (КО) моделируется в приближении трех объемов. Он содержит систему впрыска, предохранительные клапаны (ПК) и систему нагревателей. Компенсатор может быть как чисто паровым, так и парогазовым.

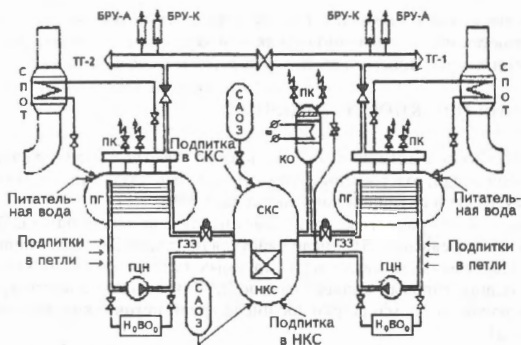


Рис. 1.

Система гидроемкостей высокого, среднего и низкого давления (САОЗ) подключается как к сборной камере смешения, так и к опускному участку реактора.

Второй контур реакторной установки содержит парогенераторы (ПГ) в каждой из петель. На паровом коллекторе парогенератора размещаются предохранительные клапаны. Парогенераторы могут через общий паровой коллектор подсоединяться либо к одному, либо к двум турбогенераторам (ТГ). На паровом коллекторе имеются быстродействующие редуцирующие устройства БРУ-А и БРУ-К. К парогенераторам может подключаться пассивная система отвода тепла к атмосферному воздуху (СПОТ).

Активная зона реактора моделируется в трехмерном покассетном приближении. Расчетная схема активной зоны реакторной установки представлена на рис. 3.

Программный комплекс РАДУГА позволяет моделировать динамические процессы в реакторной установке, связанные с нарушением работы различных систем как первого, так и второго контура, отказами систем безопасности, включая нарушения в работе регулирующих органов в активной зоне. Применение трехмерной двухгрупповой модели активной зоны позволяет корректно учесть динамику энерговыделения в активной зоне, включая перераспределения энерговыделения вследствие несимметричной работы стержней регулирования, несимметричной подачи поглотителя, несимметричного охлаждения теплоносителя в петлях циркуляции.

Программный комплекс позволяет моделировать малые и средние течи из любого участка первого контура, кроме активной зоны, как под защитную оболочку, так и в парогенераторы.



Рис. 2.

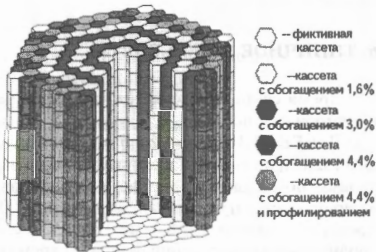


Рис. 3.

#### 4. МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Трехмерные поля энерговыделения в активной зоне реактора определяются путем решения двухгруппового диффузионного уравнения кинетики методом сеток (метод конечных разностей).

Уравнения движения и энергии в петлях и каналах активной зоны решаются в приближении гомогенной несжимаемой жидкости конечно-разностным методом. Уравнение теплопроводности в твэлах решается методом сеток.

## 5. ОГРАНИЧЕНИЯ СЛОЖНОСТИ ЗАДАЧИ

Общее число кассет в активной зоне не должно превышать 397. Каждая кассета представляет собой канал, содержащий по высоте до 35 расчетных узлов. Максимальное число расчетных узлов в активной зоне составляет 5691.

Максимальное число расчетных участков в петлях, включая опускной участок в реакторе, не должно превышать 51, число участков по теплообменнику первый-второй контур — 25. Максимальное число моделируемых петель циркуляции до 6, число моделируемых общих паровых коллекторов до 2. Максимальное число групп запаздывающих нейтронов до 21, максимальное число групп источников остаточных энерговыделений до 31.

Максимальная площадь течи из первого контура, при которой обеспечивается приемлемая точность расчета, не должна превышать 2% от площади проходного сечения главного циркуляционного трубопровода (соответствует эквивалентной течи Ду100 для ВВЭР-1000). Программных ограничений на размер течи не имеется, однако количество теплоносителя, вытекающего из первого контура за 1 шаг интегрирования, не должно превышать 1/75 части объема пара в компенсаторе объема (КО).

Не предусмотрено моделирование течей из первого контура после осушения КО, если используется не чисто паровой, а парогазовый компенсатор.

Ограничения на шаги интегрирования. Для нейтронно-физического модуля программы ограничением на шаг интегрирования является период разгона реактора, шаг интегрирования не должен превышать 1/3 периода разгона реактора. При внесении значительной отрицательной реактивности данное ограничение не действует. Типичные шаги интегрирования, применяемые при моделировании процессов с небольшими положительными реактивностями (до  $0,1\beta$ ), составляют 0,5—1,0 с.

При моделировании теплогидравлических процессов в контуре рекомендуется задавать шаг интегрирования равным шагу интегрирования уравнений нейтронной кинетики. Шаг интегрирования уравнений сохранения для парогенераторов (если они связаны между собой) не должен превышать 0,1 с, шаг интегрирования уравнений движения для первого контура 0,05—0,1 с.

При охлаждении первого контура чистым паром шаг интегрирования уравнений энергии должен быть ниже постоянной времени расчетных элементов.

## 6. ТИПИЧНОЕ ВРЕМЯ СЧЕТА

Время счета определяется числом расчетных элементов в активной зоне и в циркуляционных петлях.

Для ВВЭР-1000 при использовании модели активной зоны, включающей 169 кассет с 16 узлами по высоте каждой кассеты, четыре циркуляционных петли с 35 расчетными узлами по каждой из петель и моделировании симметричной задачи по 1/6 части активной зоны при шаге интегрирования 0,25 с время счета 1 секунды физического процесса составляет 0,8 с на IBM PC Pentium-II Xeon 550 МГц. Для полной зоны (полностью несимметричная задача) время счета 1 секунды физического процесса (при том же шаге интегрирования) составляет примерно 3,5 с.

## 7. ОСОБЕННОСТИ ПРОГРАММЫ

В программном комплексе предусмотрена диалоговая автоматическая генерация шаблона исходных данных. Шаблон исходных данных содержит подробное описание

всех задаваемых переменных и не требует дополнительного описания. При попытке превысить предельные размерности массивов обеспечивается автоматическое ограничение размерности исходных данных с выдачей соответствующей диагностики.

Программный комплекс позволяет продолжить расчет процесса с промежуточных состояний. При рестарте задания возможно изменение большинства исходных данных, что позволяет управлять вычислительным процессом в диалоговом режиме. При рестарте изменять геометрические исходные данные по реакторной установке запрещается.

Параллельно с вычислительным процессом записываются все основные результаты расчетов в файл прямого доступа. По окончании расчета (или после останова программы) результаты расчета могут быть исследованы с помощью графической сервисной программы.

Помимо реакторных установок типа ВВЭР программный комплекс РАДУГА позволяет моделировать процессы в установках типа АСТ, АСПТ и ВПБР.

## 8. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ И СОПУТСТВУЮЩИЕ ПРОГРАММЫ

Программный комплекс РАДУГА является полностью автономным и не требует никакой внешней программной поддержки. При подготовке библиотеки нейтронно-физических сечений используются интерфейсные программы, но эти программы не являются универсальными и должны входить в комплексы подготовки библиотек нейтронно-физических сечений.

Для графического анализа результатов расчетов используется графическая диалоговая программа, однако ее использование не является обязательным и не влияет на вычислительный процесс.

## 9. СОСТОЯНИЕ ПРОГРАММЫ

Комплекс находится в производственной эксплуатации.

Математическая модель, описание программы, руководство пользователя и результаты верификации описаны в работах [1—4], примеры использования программного комплекса при моделировании процессов в реакторных установках в работах [5—8]. Комплекс депонирован в ОФАП-ЯР и аттестован Госатомнадзором РФ (аттестационный паспорт № 62, выдан 17.10.1996).

## 10. ССЫЛКИ

1. Программный комплекс РАДУГА для моделирования переходных и аварийных режимов в реакторных установках водо-водяного типа. Описание математической модели. Арх. № 145. — М.: Атомэнергопроект, 1993.
2. Программный комплекс РАДУГА для моделирования переходных и аварийных режимов в реакторных установках водо-водяного типа. Описание программы. Арх. № 146. — Там же.
3. Программный комплекс РАДУГА для моделирования переходных и аварийных режимов в реакторных установках водо-водяного типа. Руководство пользователя. Арх. № 147. — Там же.
4. Программный комплекс РАДУГА для моделирования переходных и аварийных режимов в реакторных установках водо-водяного типа. Верификация программы. Арх. № 101. — Там же.
5. Кавун О.Ю., Сорокин Д.Н., Таранов Г.С., Филимонов Ю.В. Анализ некоторых вопросов безопасности теплофикационных установок типа АСПТ. — В сб.: Вопросы безопасности и надежности при оптимизации ядерных энергетических установок. — Горький: ГПИ им. А.А. Жданова, 1985, с. 104—115.

6. Крюков С.А., Кавун О.Ю. Расчетный анализ запроектных аварий реакторной установки АСТ мощностью 200 МВт. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 5, с. 3—7.

7. Kavun O.J., Maltsev M.B., Nikitin A.J., Sorokin D.N., Taranov G.S. RAINBOW code for simulation of transients in WWER units. Working material. Containment loadings and performance under severe accident conditions. Report of a technical committee meeting. Vienna, Austria, IAEA-TC-741, 21—24 May 1990. — 1991, p. 3—12.

8. Кавун О.Ю., Таранов Г.С., Мальцев М.Б., Никитин А.Ю. Моделирование режима разрыва парового коллектора парогенератора с учетом трехмерной модели активной зоны. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 1991, вып. 5, с. 43—47.

## 11. ТРЕБОВАНИЯ К ЭВМ

Оперативная память не менее 4 Мбайт. Память на жестком диске для эксплуатации программы не менее 10 Мбайт.

## 12. ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

Фортран-77.

## 13. ОПЕРАЦИОННАЯ СИСТЕМА

OS/2, WINDOWS/NT-4.0.

## 14. ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Текст комплекса состоит приблизительно из 25 000 операторов на языке Фортран-77 и содержит 185 подпрограмм, объединенных в семь модулей: обработки входных данных, нейтронной кинетики, теплогидравлики первого контура, модуля расчета давления в первом контуре, теплогидравлики второго контура ВВЭР, теплогидравлики второго-третьего контура АСТ и модуля обработки выходных данных.

Загрузочный модуль программного комплекса занимает 1,7 Мбайт памяти на диске.

## 15. АВТОРЫ ПРОГРАММЫ

О.Ю. Кавун, Г.С. Таранов, М.Б. Мальцев, А.Ю. Никитин, А.О. Умрихин. ГНИПКИИ «Атомэнергопроект», 107815 ГСП-6. Москва Б-5, Бакунинская ул., 7, строение 1.

## 16. ИМЕЮЩИЕСЯ МАТЕРИАЛЫ

Разработчики могут предоставить пользователю загрузочный модуль программного комплекса с комплектом тестовых исходных данных на магнитном носителе, а также техническую документацию [1—4] как на магнитном носителе, так и твердую копию.

## 17. РУБРИКИ И КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

С, Е, F, H, K.

Статья поступила в редакцию 29 декабря 1995 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, с. 86—90.

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Костенков В.И., Курченкова Г.И., Лебедев В.И.</i> Асимптотические свойства нестационарного уравнения переноса нейтронов в $P_1$ -приближении . . . . .	3
<i>Пляшкевич В.Ю., Семенов В.Н., Фролова С.А.</i> Нестационарные нодальные модели плоского реактора в $P_{2N+1}$ -приближении . . . . .	13
<i>Лалетин Н.И., Ковалишин А.А.</i> Уравнения МПГ в приближении $\langle 6F+1 \rangle$ для реакторов, состоящих из гексагональных ячеек (кассет) . . . . .	23
<i>Герасимов А.С., Киселев Г.В., Мырцымова Л.А.</i> Влияние промежуточной радиохимической переработки уранового или ториевого топлива на продолжительность кампании реактора . . . . .	41
<i>Воловик А.И., Герасимов А.С., Киселев Г.В., Зарицкая Т.С.</i> Накопление радиоактивных нуклидов при активации нейтронами вольфрамовой мишени электроядерной установки . . . . .	45

### ПРОБЛЕМЫ БЕЗОПАСНОСТИ ЯЭУ

<i>Гордон Б.Г., Чулкова Т.Ю.</i> Методы экспертной поддержки лицензирования действующих АС . . . . .	51
<i>Васекин В.Н., Истомина Н.Н., Чулкова Т.Ю.</i> Экспертная методика оценки безопасности эксплуатации энергоблоков АЭС . . . . .	58
<i>Никольский Р.В., Орлов С.Е., Сапожников А.И., Горбунов В.П., Маклаков В.В.</i> Анализ нарушений в работе исследовательских ядерных установок и вопросы нормативного регулирования противоаварийных мероприятий . . . . .	64

### АННОТАЦИИ ПРОГРАММ, АТТЕСТОВАННЫХ ГОСАТОМНАДЗОРОМ РФ

Аннотация программы TRIFON . . . . .	73
Аннотация программы SHERATON . . . . .	76
Аннотация программы STEPAN . . . . .	79
Аннотация программного комплекса SADCO . . . . .	82
Аннотация программы РАДУГА . . . . .	86

## CONTENTS

<i>Kostenkov V.I., Kurchenkova G.I., Lebedev V.I.</i> Asymptotical Properties of the Nonstationary Neutron Transport Equation in $P_1$ -Approximation . . . . .	3
<i>Plyashkevich V.Yu., Semenov V.N., Frolova S.A.</i> Time-Dependent Nodal Models of the Slab Reactor in the $P_{2N+1}$ -Approximation . . . . .	13
<i>Laletin N.I., Kovalishin A.A.</i> The Equations of the Surface Harmonics Method in $\langle 6F+1 \rangle$ Approximation for the Cores with Hexagonal Cells (Assemblies) . . . . .	23
<i>Gerasimov A.S., Kiselev G.V., Myrtsyymova L.A.</i> Influence of Intermediate Radiochemical Processing of Uranium or Thorium Fuel on Fuel Cycle Duration . . . . .	41
<i>Volovik A.I., Gerasimov A.S., Kiselev G.V., Zaritskaya T.S.</i> Accumulation of Radioactive Nuclides in Neutron Activation of Tungsten Target of Accelerator — Driven System . . . . .	45

### NPP SAFETY PROBLEMS

<i>Gordon B.G., Chulkova T.Yu.</i> The Expert Support of the Licensing of the Operating NPP . . . . .	51
<i>Vasekin V.N., Istomina N.N., Chulkova T.Yu.</i> The Expert Method for Evaluation of a Safety of NPP Units Operation . . . . .	58
<i>Nickolski R.V., Orlov S.Ye., Sapozhnikov A.I., Gorbunov V.P., Maklakov V.V.</i> Failure Analysis on Operation of Research Nuclear Installations and Emergency Measures Regulation Issues . . . . .	64

### ABSTRACTS OF THE CODES CERTIFIED BY GOSATOMNADZOR

Code TRIFON Abstract . . . . .	73
Code CHERATON Abstract . . . . .	76
Code STEPAN Abstract . . . . .	79
Code SADCO Abstract . . . . .	82
Code RADUGA Abstract . . . . .	86

9-00

Индекс 3646

ISSN 0205—4671. Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Физика ядерных реакторов, 2000, вып. 1, 1—92