УДК 621.039.516

СТОХАСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ НУЛЕВОЙ МОЩНОСТИ ЧАСТЬ I. ФИЗИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛИ

Ю.В. Волков
ИАТЭ НИЯУ МИФИ, г. Обнинск

Построена стохастическая теория ядерных реакторов нулевой мощности. Получены уравнения для многомерных производящих и характеристических функций, описывающих вероятностное поведение во времени ветвящегося процесса с несколькими типами частиц и иммиграцией. Этот ветвящийся процесс является математической моделью процесса размножения нейтронов в ядерном реакторе с посторонним источником нейтронов.

Ключевые слова: ядерный реактор нулевой мощности, производящие и характеристические функции, ветвящийся процесс, мгновенный нейтрон, запаздывающий нейтрон, слабый источник нейтронов, предшественник, вероятность, ядерная авария.

Key words: zero-power nuclear reactor, generating and characteristic functions, branching process, migration, prompt neutron, delayed neutron, weak neutron source, precursor, probability, nuclear accident.

ВВЕДЕНИЕ

Проблема *стохастической кинетики точечного реактора нулевой мощности* наиболее активно изучалась более 40 лет назад. Слова в предыдущей фразе, выделенные курсивом, требуют пояснения. Стохастическая кинетика – поведение ядерного реактора в условиях, когда на это поведение влияет случайность актов деления тяжелых элементов и случайность их продукции (выделенных в одном акте деления энергии и числа вторичных нейтронов). Точечный реактор – модель, когда ядерный реактор (всегда имеющий конечные размеры) по аналогии с простейшим геометрическим объектом – точкой (не имеющим структуры) – рассматривается целиком без детализации структуры. Реактор нулевой мощности – ядерный реактор, не требующий специальных мер по организации охлаждения в процессе работы, т.к. выделяемая энергия настолько мала, что естественной циркуляции воздуха вполне достаточно для охлаждения.

В конце 50-х, начале 60-х годов прошлого столетия интерес к этой теме исследований возник, во-первых, в связи с тем, что использование флуктуаций параметров, которые можно рассматривать как микроскопические переходные процессы в реакторе, позволило при изучении физики ядерных реакторов отойти от активных (зачастую потенциально опасных) экспериментов с организацией переходных процессов и перейти к пассивным измерениям в стационарном (критическом или подкритическом) состоянии. Во-вторых, замеченная при экспериментах на реакторах GODIVA [1]

© *Ю.В. Волков, 2013*

случайная задержка в нейтронных импульсах при малой мощности постороннего источника нейтронов насторожила научную общественность, т.к. обеспечение ядерной безопасности требует определенности поведения объектов ядерных технологий. Модель Хансена [1] позволила понять, почему такое происходит, но она является приближенной, поэтому требуются оценки ее точности в рамках более общей теоретической модели. В своей давней и малодоступной работе [2] автор провел анализ существовавших на то время методов теоретического изучения стохастической кинетики ядерных реакторов. Затем неоднократно обсуждал сам или вместе с коллегами (например, в работах [3–8]) многие частные модели и их приложения для анализа ядерной безопасности систем с делящимися материалами и слабым посторонним источником нейтронов. В настоящее время опять возрождается интерес к таким моделям в связи с необходимостью контроля и физической защиты ядерных материалов [9, 10]. В предлагаемой серии статей автор систематически излагает построенную им стохастическую теорию реакторов нулевой мощности со слабым посторонним источником нейтронов и обсуждает некоторые ее приложения.

Важным и требующим определенного ответа является вопрос: при какой мощности посторонний источник нейтронов следует считать слабым? Если этот источник не является слабым, то нейтронная популяция в ансамбле, содержащем делящиеся материалы, и возле которого расположен источник, будет вести себя вполне определенно и предсказуемо, т.к. при сильном источнике флуктуации числа нейтронов возле среднего малы. В работе [1] приведено условие $SL \ll 1$ слабости постороннего источника, где S (1/с) – мощность постороннего источника, L – время жизни мгновенных нейтронов. Понятно, что оно требует уточнения, т.к. никогда нельзя сказать определенно, что значит «много меньше». В третьей части этой работы такое уточнение сделано. Во второй части обсуждены особенности стохастического поведения цепочек делений в ядерном реакторе, а также применение полученных теоретических результатов для оценок вероятностей ядерных аварий.

В этой части работы приводится описание физической и математической моделей процесса деления в ядерном реакторе как ветвящегося процесса с несколькими типами частиц и иммиграцией [11, 12].

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим элементарные процессы, в которых участвуют нейтроны в ядерном реакторе. Один нейтрон существует в реакторе в течение некоторого времени. По истечении этого времени он исчезает или за счет утечки, или за счет поглощения материалами реактора. При поглощении нейтрон с определенным распределением вероятностей мгновенно рождает новые нейтроны или рождает предшественники запаздывающих нейтронов, или поглощается без деления.

Предшественники запаздывающих нейтронов существуют в течение некоторого времени, по окончании которого испускают дополнительное количество нейтронов. Эти предшественники могут быть разбиты на группы (типы) по характерным временам жизни. Нейтроны, выделяемые предшественниками, в дальнейшем неразличимы с нейтронами, рожденными мгновенно, и равноправно участвуют в последующем цикле рождения и гибели нейтронов. Чтобы не перегружать модель излишними детализациями, несильно влияющими на вид окончательных соотношений, здесь (и в дальнейшем для нейтронов источника) предполагается, что спектральные и другие характеристики этих нейтронов не слишком отличаются от тех же характеристик мгновенных нейтронов, т.е., что ценности нейтронов различного происхождения по отношению к элементарным процессам равны.

Если в ядерном реакторе присутствует посторонний источник нейтронов (посторонний в том смысле, что испущенные им нейтроны рождаются не в процессе поглощения и рождения нейтронов материалами реактора), то из него в систему в некоторые моменты времени поступают (иммигрируют) нейтроны, в последующем равноправно участвующие во всех, описанных выше, процессах гибели и рождения.

Все нейтроны и предшественники запаздывающих нейтронов участвуют в элементарных процессах независимо друг от друга.

Времена существования каждого нейтрона и каждого предшественника, а также интервалы времени между появлениями в системе нейтронов источника являются случайными. Кроме того, случайными являются число нейтронов, выделяемых в одном акте деления, а также каналы развития процесса.

Вероятность осуществления в реакторе двух элементарных процессов за время $t \downarrow 0$ пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью осуществления одного элементарного процесса за это же время.

ОБЩАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЕТВЯЩЕГОСЯ ПРОЦЕССА С НЕСКОЛЬКИМИ ТИПАМИ ЧАСТИЦ И С ИММИГРАЦИЕЙ

Хотя учет в математической модели нескольких групп (типов) предшественников запаздывающих нейтронов принципиальных трудностей не представляет, он делает необходимые выкладки необозримо громоздкими. Для выяснения характерных особенностей влияния запаздывающих нейтронов на случайный процесс рождения и гибели нейтронов достаточно учитывать одну группу. Поэтому для дальнейшего анализа изберем следующую математическую модель ветвящегося процесса, следуя работам [11, 12].

Нейтронам источника присвоим тип T_0, нейтронам, присутствующим в реакторе и участвующим в элементарных процессах, – тип T_1, предшественникам запаздывающих нейтронов – тип T_2. Заметим, что частицы типа T_0 являются фиктивными [12], и введены только для удобства построения математической модели.

Если в реакторе имеется совокупность частиц, состоящая из α_0 частиц типа T_0, α_1 частиц типа T_1 и α_2 частиц типа T_2, то будем считать, что ветвящийся процесс находится в состоянии $\alpha = (\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2)$. Зададим его вероятностями переходов $P_\alpha^{(i)}(t)$, равными вероятностям того, что одна частица типа T_i за время t переходит в совокупность частиц $\alpha = (\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2)$.

Введем многомерные производящие функции

$$\Pi^{(i)}(t,s) = \sum P_\alpha^{(i)}(t) s^\alpha \ ,$$
$$s^\alpha = s_0^{\alpha_0} s_1^{\alpha_1} s_2^{\alpha_2}; \quad s = (s_0, s_1, s_2) \ ,$$

и многомерные характеристические функции

$$F^{(i)}(t,z) = \sum_\alpha P_\alpha^{(i)}(t) e^{j\alpha z} \ ,$$
$$j = \sqrt{-1}; \quad z = (z_0,\, z_1,\, z_2); \quad e^{j\alpha z} = e^{j(\alpha_0 z_0 + \alpha_1 z_1 + \alpha_2 z_2)}.$$

Равенство $e^{j\alpha z} = s^\alpha$ определяет взаимнооднозначное преобразование векторов s и z.

Функции $\Pi^{(i)}(t, s)$ удобно использовать при изучении дискретного случайного процесса $\alpha(t)$, а функции $F^{(i)}(t, z)$ – при построении его непрерывного аналога.

Если $t \downarrow 0$, то

$$P_\alpha^{(i)}(t) = \delta_\alpha^{e_i} + p_\alpha^{(i)} t + o(t) \ ,$$
$$e_i = (\delta_i^0, \delta_i^1, \delta_i^2); \quad \delta_i^k = \begin{cases} 1 & i = k \\ 0 & i \neq k \end{cases}; \quad \delta_\alpha^{e_i} = \begin{cases} 1 & \alpha = e_i \\ 0 & \alpha \neq e_i \end{cases}. \tag{1}$$

В формуле (1) учитывается, что вероятность осуществления двух элементарных процессов за время $t \downarrow 0$ пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью осуществления одного элементарного процесса.

Величины $p_\alpha^{(i)}$ есть плотности вероятности перехода одной частицы типа T_i в совокупность α частиц. Эти плотности в общем случае могут зависеть от времени t, например, когда коэффициент размножения нейтронов k является переменным во времени.

В задании плотностей вероятности $p_\alpha^{(i)}$, таких, что

$$\sum_\alpha p_\alpha^{(i)} = 0\,, \tag{2}$$

и состоит построение математической модели изучаемого процесса.

Процесс превращения частиц типа T_0. Если при $t = 0$ есть одна такая частица, то с вероятностью $1 - St$ она останется жить в системе в течение времени $t \downarrow 0$, не породив частиц типа T_1 и T_2, и с вероятностью St она исчезнет, породив одну частицу типа T_0 и одну частицу типа T_1, вне зависимости от наличия или отсутствия в системе других частиц. Здесь S – интенсивность (мощность) постороннего источника нейтронов. Поэтому

$$p_\alpha^{(0)} = \begin{cases} -S & \alpha_0 = 1,\ \alpha_1 = 0,\ \alpha_2 = 0; \\ S & \alpha_0 = 1,\ \alpha_1 = 1,\ \alpha_2 = 0; \\ 0 & \text{при всех остальных } \alpha_0, \alpha_1, \alpha_2. \end{cases}$$

Заметим, что частицы типа T_0 не порождают непосредственно частицы типа T_2.

Процесс превращения частиц типа T_1. Поскольку, по определению частиц типа T_0, они не появляются в результате размножения, то частицы типа T_1 не рождают частицы типа T_0. Они могут просто исчезать или, исчезая, порождать только частицы типов T_1 или T_2.

Пусть частицы типа T_1 исчезают за время $t \downarrow 0$ с вероятностью t / L, где L – среднее время жизни нейтрона в реакторе. При этом с вероятностью π они порождают новые частицы типа T_1 и типа T_2 с распределением числа этих частиц q_{α_1,α_2}, тогда

$$p_\alpha^{(i)} = \begin{cases} \dfrac{1}{L}\left[1 - \pi\left(1 - q_{0,0}\right)\right], & \alpha_0 = 0,\ \alpha_1 = 0,\ \alpha_2 = 0; \\ -\dfrac{1}{L}\left[1 - \pi q_{1,0}\right], & \alpha_0 = 0,\ \alpha_1 = 1,\ \alpha_2 = 0; \\ \dfrac{\pi}{L} q_{0,\alpha_2}, & \alpha_0 = 0,\ \alpha_1 = 0,\ \alpha_2 \ge 1; \\ \dfrac{\pi}{L} q_{1,\alpha_2}, & \alpha_0 = 0,\ \alpha_1 = 1,\ \alpha_2 \ge 1; \\ \dfrac{\pi}{L} q_{\alpha_1,\alpha_2}, & \alpha_0 = 0,\ \alpha_1 > 1,\ \alpha_2 \ge 2; \\ 0 & \text{при всех остальных сочетаниях } \alpha_0,\ \alpha_1,\ \alpha_2. \end{cases}$$

Условие (2) выполнено, поскольку

$$\sum_{\alpha_1,\alpha_2} q_{\alpha_1,\alpha_2} = 1\,.$$

Здесь, как и в работах [13, 14], $\pi = k / \bar{\nu}$, где k – введенный выше коэффициент размножения нейтронов, $\bar{\nu}$ – среднее число вторичных нейтронов, появляющихся в результате одного акта деления.

Если k изменяется во времени, то π – функция времени t. В этом случае изучаемый ветвящийся процесс становится неоднородным по времени. Для простоты изложения далее полагается, что π = const, а затем, по мере необходимости, делаются обобщения на неоднородный случай.

Процесс превращения частиц типа T_2. Эти частицы могут исчезнуть за время $t \downarrow 0$ с вероятностью λt, породив частицу типа   , или остаться в системе с вероятностью $1-\lambda t$, где λ постоянная распада предшественников запаздывающих нейтронов, тогда

$$p_{\alpha}^{(2)} = \begin{cases} -\lambda & \alpha_0 = 0,\ \alpha_1 = 0,\ \alpha_2 = 1; \\ \lambda & \alpha_0 = 0,\ \alpha_1 = 1,\ \alpha_2 = 0; \\ 0 & \text{при любых других сочетаниях } \alpha_0,\ \alpha_1,\ \alpha_2. \end{cases}$$

Введем в рассмотрение производящие и характеристические функции плотностей вероятности перехода

$$\rho^{(i)}(s) = \sum p_{\alpha}^{(i)} s^{\alpha}, \tag{3}$$
$$f^{(i)}(z) = \sum p_{\alpha}^{(i)} e^{j\alpha z}. \tag{4}$$

Подставив в (3), (4) полученные выше выражения для $p_{\alpha}^{(i)}$, имеем

$$\rho^{(0)}(s) = Ss_0(s_1 - \ 1) = s_0 g(s_1),$$
$$\rho^{(1)}(s) = (1 - \pi)/L \ \ s_1/L + \pi Q_s(s_1, s_2)/L,$$
$$\rho^{(2)}(s) = \lambda(s_1 - s_2),$$

где $g(s_1) = S(s_1 - 1)$, $Q_s(s_1, s_2)$ производящая функция распределения q_{α_1,α_2}. T_1

После простой замены $s_0 = e^{jz_0}$, $s_1 = e^{jz_1}$, $s_2 = e^{jz_2}$ имеем

$$f^{(0)}(z) = Se^{jz_0}\left(e^{jz_0} - 1\right),$$
$$f^{(1)}(z) = \frac{1}{L}(1-\pi) - \frac{1}{L}e^{jz_1} + \frac{\pi}{L}Q_z(z_1, z_2),$$
$$f^{(2)}(z) = \lambda\left(e^{jz_1} - e^{jz_2}\right),$$

где $Q_z(z_1, z_2)$ характеристическая функция распределения q_{α_1,α_2}.

В соответствии с теорией ветвящихся процессов [11,12] можно записать два типа уравнений для $\Pi^{(i)}(t, s)$:

$$\begin{aligned} \frac{d\Pi^{(0)}}{dt} &= \rho^{(0)}\left(\Pi^{(0)}, \Pi^{(1)}, \Pi^{(2)}\right) = \Pi^{(0)} g\left(\Pi^{(1)}\right), \\ \frac{d\Pi^{(1)}}{dt} &= \rho^{(1)}\left(\Pi^{(0)}, \Pi^{(1)}, \Pi^{(2)}\right) = \\ &= \frac{1}{L}(1-\pi) - \frac{1}{L}\Pi^{(1)} + \frac{\pi}{L}Q_s\left(\Pi^{(1)}, \Pi^{(2)}\right), \\ \frac{d\Pi^{(2)}}{dt} &= \rho^{(2)}\left(\Pi^{(0)}, \Pi^{(1)}, \Pi^{(2)}\right) = \lambda\left(\Pi^{(1)} - \Pi^{(2)}\right) \end{aligned} \tag{5}$$

с начальными условиями $\Pi^{(i)}(0, s) = s_i$, или

$$\frac{\partial \Pi^{(i)}}{\partial t} = \sum_{k=0}^{2} \rho^{(k)}(s) \frac{\partial \Pi^{(i)}}{\partial s_k} \tag{6}$$

с краевыми условиями $\Pi^{(i)}(0, s) = s_i$, $\Pi^{(i)}(t, 1) = 1$.

Уравнения (5) или (6) с соответствующими условиями дают эквивалентное и полное описание вероятностных характеристик изучаемого ветвящегося процесса.

Процесс размножения в реакторе может начаться с появления в нем, по крайней мере, одного нейтрона. Первоначально он может появиться от постороннего источника нейтронов, которым могут быть, например, спонтанные деления (всегда происходящие в реакторе). Введем в рассмотрение $P_{\alpha_1,\alpha_2}(t)$ вероятность наличия в реакторе α_1 частиц типа T_1 и α_2 частиц типа T_2 в момент времени t, если в момент времени $t = 0$ частиц этих типов не было.

Определим производящую функцию

$$\Pi(t, s_1, s_2) = \sum P_{\alpha_1,\alpha_2}(t) s_1^{\alpha_1} s_2^{\alpha_2}$$

и характеристическую функцию распределения $P_{\alpha_1,\alpha_2}(t)$

$$F(t, z_1, z_2) = \sum P_{\alpha_1,\alpha_2}(t) e^{j\alpha_1 z_1} e^{j\alpha_2 z_2}.$$

Ясно, что

$$P_\alpha^{(0)}(t) = \begin{cases} P_{\alpha_1,\alpha_2}(t), & \alpha_0 = 1; \\ 0, & \alpha_0 \neq 1. \end{cases}$$

Но тогда

$$\Pi^{(0)}(t, s) = s_0 \Pi(t, s_1, s_2);$$

$$F^{(0)}(t, z) = e^{jz_0} F(t, z_1, z_2).$$

Найдем из уравнения (6) для $\Pi^{(0)}(t, s)$ уравнение для $\Pi(t, s_1, s_2)$:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} = g(s_1)\Pi + \frac{1}{L}\left[1 - \pi - s_1 + \pi Q_s(s_1, s_2)\right]\frac{\partial \Pi}{\partial s_1} + \lambda(s_1 - s_2)\frac{\partial \Pi}{\partial s_2}. \tag{7}$$

Поскольку

$$F(t, z_1, z_2) = \Pi\left(t, e^{jz_1}, e^{jz_2}\right),$$

то

$$\frac{\partial \Pi}{\partial s_i} = -je^{-jz_i}\frac{\partial F}{\partial z_i}.$$

Отсюда и из уравнения (7) имеем уравнение для $F(t, z_1, z_2)$

$$\frac{\partial F}{\partial t} = S(e^{jz_1} - 1)F + \frac{j}{L}\left[1 - (1-\pi)e^{-jz_1} - \pi e^{-jz_1} Q_z(z_1, z_2)\right]\frac{\partial F}{\partial z_1} + {} \\ + j\lambda\left[1 - e^{j(z_1 - z_2)}\right]\frac{\partial F}{\partial z_2}. \tag{8}$$

Уравнения (7) и (8) дополняются краевыми условиями

$$P(0, s_1, s_2) = 1,\ P(t, 1, 1) = 1;$$

$$F(0, z_1, z_2) = 1,\ F(t, 0, 0) = 1.$$

Чтобы всем полученным уравнениям придать окончательный явный вид, надо найти явный вид функций $Q_s(s_1, s_2)$ и $Q_z(z_1, s_2)$. Пусть $r(\nu)$ распределение числа всех нейтронов (в том числе и запаздывающих), рожденных в результате одного акта деления. Предположим, каждый из ν нейтронов с вероятностью β окажется запаздывающим, и с вероятностью $1 - \beta$ мгновенным. Тогда для получения распределения $q_{k,l}$ применима схема Бернулли [15] с $\nu = k + l$ испытаниями и двумя исходами, поэтому

$$q_{k,l} = r(k+l) C_{k+l}^k (1-\beta)^k \beta^l, \qquad C_n^r \text{ – число сочетаний из } n \text{ по } r.$$

Следовательно,

$$Q_s(s_1, s_2) = \sum_{\nu=0}^{N} r(\nu)\left[(1-\beta)s_1 + \beta s_2\right]^{\nu}.$$

Здесь конечный верхний предел N в сумме определяется ограниченностью числа ν сверху, например, согласно работе [16], $N = 5$.

Таким образом, полученные для $\Pi^{(i)}(t, s)$ и $F(t, z_1, z_2)$ уравнения принимают следующий явный вид:

$$\begin{gathered}\frac{d\Pi^{(0)}}{dt} = \Pi^{(0)} S(\Pi^{(1)} - 1),\\ \frac{d\Pi^{(1)}}{dt} = \frac{1}{L}(1-\pi) - \frac{1}{L}\Pi^{(1)} + \frac{\pi}{L}\sum_{\nu=0}^{N} r(\nu)\left[(1-\beta)\Pi^{(1)} + \beta\Pi^{(2)}\right]^{\nu},\\ \frac{d\Pi^{(2)}}{dt} = \lambda\left(\Pi^{(1)} - \Pi^{(2)}\right),\\ \Pi^{(i)}(0, s) = s_i,\end{gathered} \tag{5′}$$

$$\begin{aligned}\frac{dF}{dt} = {} & S\left(e^{jz_1} - 1\right)F + \\ & + \frac{j}{L}\left\{1 - (1-\pi)e^{-jz_1} - e^{-jz_1}\pi\sum_{\nu=0}^{N} r(\nu)\left[(1-\beta)e^{jz_1} + \beta e^{jz_2}\right]^{\nu}\right\}\frac{\partial F}{\partial z_1} + \\ & + j\lambda\left[1 - e^{j(z_1 - z_2)}\right]\frac{\partial F}{\partial z_2},\end{aligned} \tag{8′}$$

$$F(0, z_1, z_2) = F(t, 0, 0) = 1. \tag{9}$$

Так как уравнения (5′) или (8′) полностью задают все вероятностные характеристики изучаемого ветвящегося процесса, то они представляют собой эквивалентные между собой общие модели этого процесса с несколькими типами частиц и иммиграцией. С помощью уравнений (5′) удобно решать задачу о вероятности вырождения ветвящегося процесса и вероятности возникновения ядерной аварии. С помощью модели (8′), (9) удобно исследовать вопрос об описании дискретного числа нейтронов непрерывным аналогом и точности такого описания, в том числе по модели Коэна [16], а также получить соотношения для оценки масштабов последствий ядерной аварии.

Литература

1. *Hansen G.E.* / Assembly of Fissionable Material in the Presence of a Weak Neutron Source // Nucl. Sci. Eng. 1960. Vol. 8, pp. 709719.

2. *Волков Ю.В., Назаров В.К.* Замыкание стохастической теории реактора нулевой мощности. Препринт ФЭИ-1888, 1988.

3. *Волков Ю.В.* Стохастическая кинетика реактора со слабым источником и ядерная безопасность // Атомная энергия, т.72, вып. 1, 1992.

4. *Волков Ю.В.* Теоретико-расчетные модели для оценок и обеспечения надежности и безопасности реакторных установок // Известия вузов. Ядерная энергетика. №6, 1995.

5. *Волков Ю.В. , Матков А.Г., Макаренков Ю.Д.* Оценка возможности безаварийного пуска космической ЯЭУ без пускового источника нейтронов. // ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов. Вып.4,1995.

6. *Волков Ю.В., Изотов Д.Г., Козиев И.Н.* Распределение числа нейтронов в подкритическом реакторе со слабым посторонним источником нейтронов // Известия вузов. Ядерная

энергетика. №3, 1996.

7. *Волков Ю.В., Козиев И.Н., Изотов Д.Г.* Численные методы для анализа безопасности реактора со слабым источником // Известия вузов. Ядерная энергетика. №6, 1996.

8. *Волков Ю.В., Фролов В.В.* О ядерной безопасности внереакторного обращения с ядерными делящимися материалами в присутствии слабого источника нейтронов // Известия вузов. Ядерная энергетика. №4, 2004.

9. *Дулин В.В., Матвеенко И.П.* Определение глубоко подкритических состояний размножающих сред методом Росси-альфа // Известия вузов. Ядерная энергетика. №1, 2002.-С.9-18.

10. *Дулин В.А., Дулин В.В.* Определение умножения нейтронов утечки и массы делящегося вещества в глубокоподкритических системах // Атомная энергия. 2009. Т.107. Вып. 1. С. 3 9.

11. *Севастьянов Б.А.* Ветвящиеся процессы. М.: Наука, 1971.

12. *Карлин Д.* Основы теории случайных процессов. М.: Мир, 1971.

13. *Могильнер А.И.* Стохастическая кинетика ядерных реакторов. Импульсные и статистические методы исследования ядерных реакторов. Т.1. Обнинск, 1969.

14. *Судэк Г.* Проблемы кинетики реактора. В сб. Теория ядерных реакторов. М.: Госатомиздат. 1963.

15. *Вентцель Е.С.* Теория вероятностей. М.: Высшая школа, 1999.

16. *Уриг Р.* Статистические методы в физике ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.

Поступила в редакцию 24.09.2013

(Communications of Hier Scools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2013. – 9 pages, 2 tables, 4 illustrations. – References, 9 titles.

The calculation studies on VVER-1000 fuel composition when multiple plutonium and uranium recycling along with medium enriched uranium feeding (REMIX-fuel) were made. The calculation results of natural uranium consumption, separation work, minor actinide accumulation, and the dose rates of FAs with fresh fuel are given. A comparison between VVER-1000 types reactors fuelled with different fuels (UO_2, REMIX, MOX) on characteristics indicated above was performed.

УДК 621.039.54

Investigations on justification and development of concept of direct-steam NPP with water cooled reactor at supercritical parameters with fast resonance spectrum \ Glebov A.P., Klushin A.V.; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Hier Scools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2013. – 10 pages, 8 tables, 2 illustrations. – References, 10 titles.

The features of experimental reactor WWER-SCD-30 cooled by water of supercritical parameters (P = 25 MPa, t = 540 °C), with power of 30 MWt are considered. This reactor is characterized by fast resonance neutron spectrum and two-pass coolant flow scheme. Physical characteristics of WWER-SCD-30 calculated for three types of fuel are given. The first of them is based on UO_2 with ~ 20 % enrichment. The two other fuel types are from depleted uranium enriched by weapon or commercial plutonium. Application of small fuel assemblies without sheath that consist of ~ 19 fuel pins in each is provided. Calculated data on fuel cycles with these fuel types including values of K_{ef} and maximum power density distribution form factor K_q – on fuel assembly and K_V – throughout the reactor core volume in dependence of burning up duration are presented. The heat removal scheme of NPP with WWER-SCD-30 reactor is discussed. The maximum temperature on the fuel pin cladding is not higher than 620 °C.

УДК 621.039.516

Stochastic theory for zero-power nuclear reactors. Part 1. Physical and mathematical models \ Volkov Yu.V.; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Hier Scools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2013. – 8 pages. – References, 16 titles.

Stochastic theory built for zero-power nuclear reactors. The equations were obtained for the multidimensional generating and characteristic functions describing the probabilistic behavior in time branching process with several types of particles and migration. Branching process is a mathematical model of in neutron multiplication assumed in a nuclear reactor with an external neutron source.

УДК 621.039.55

Calculations in support of MIR research reactor conversion to low-enriched fuel \ Izhutov A.L., Maynskov S.V., Pimenov V.V., Starkov V.A., Fedoseev V.E.; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Hier Scools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2013. – 9 pages, 5 tables, 8 illustrations. – References, 6 titles.

The paper presents the results of the calculations in support of MIR reactor conversion to low-enriched uranium fuel (LEU fuel). There were two LEU fuel types with 19.7% enrichment studied based on uranium dioxide and U9%Mo alloy. The neutron-physical and thermal-hydraulic calculations show that there is a slight decrease (4-6%) of fast neutron fluence on the experimental fuel element claddings during the conversion as well as a significant decrease of the annual consumption of FAs (30-33%) and ^{235}U (8-12%). However, the total uranium consumption increases by approximately 4 times. The results also show that the conversion to LEU fuel does not degrade the safe operation criteria (performance of the control and safety rods, departure from nuclear boiling, heat exchange crisis, etc.). It is concluded that the conversion of the MIR research reactor to LEU-fuel is feasible in principle with insignificant changes of the reactor experimental capabilities.