

ДОЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕЙ НЕЙТРОНОВ ОБЛУЧЕННОГО КЕРАМИЧЕСКОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

С.В. Беденко, Ф.В. Гнетков, С.Д. Кадочников

Томский политехнический университет, г. Томск



Проведен сравнительный анализ дозовых характеристик полей нейтронов облученных керамических урановых соединений. Предложена процедура расчета нейтронной составляющей радиационных характеристик облученного керамического ядерного топлива. Установлены причины существенных отличий вкладов (α, n) -реакций в интенсивность нейтронного излучения облученных UO_2 , UC и UN . Проведено сравнение результатов моделирования параметров поля излучения вблизи укомплектованного транспортного контейнера с результатами радиометрических экспериментов.

Ключевые слова: (α, n) -реакции, источники нейтронов, облученное керамическое ядерное топливо, интенсивность нейтронного излучения, мощность дозы излучения, транспортный контейнер.

Keywords: (α, n) -reactions, neutron source, power dose radiation, irradiated ceramic nuclear fuel, transport container.

СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ

Современная ядерная энергетика базируется на тепловых водо-водяных энергетических реакторах, в которых в качестве топлива используется обогащенный уран в форме диоксида. Вовлечение уран-плутониевого топлива в ядерно-топливный цикл напрямую связано с использованием быстрых реакторов, доля которых в парке действующих реакторов пока невелика [1].

Задачи эффективного использования урана и плутония, перспектива использования смешанного карбидного, нитридного и оксидного топлив, особенности регламентов технологических операций по обращению с этими видами топлива в условиях функционирования ядерной энергетики на основе быстрых реакторов были показаны еще в середине 90-х годов прошлого века [1, 2].

Сегодня наиболее важным фактором, стимулирующим разработку проектов по совершенствованию топлива, является увеличение глубины выгорания топлива. Уже достигнуты значения выгорания 58–60 МВт·сут/т, которые планируется повысить до 70 МВт·сут/т при переходе на кампании топлива $3 \times 1,5$ (три цикла облучения по полтора года) и 5×1 (пять циклов облучения по одному году) [2].

Увеличение глубины выгорания как стандартного UO_2 , так и новых видов керамического топлива $(\text{U,Pu})\text{O}_2$, $\text{UN}/(\text{U-Pu})\text{N}$, $\text{UC}/(\text{U-Pu})\text{C}$ вызовет увеличение количества аккумулированных в нем продуктов деления и трансурановых элементов, что, в свою очередь, будет являться причиной изменения параметров поля ионизирующих излучений вблизи этих топлив. Очевидно, что для новых керамических урановых топлив потребуются разработка новых конструкций не только тепловыделяющих элементов (ТВЭЛов) и тепловыделяющих сборок (ТВС), но и транспортных контейнеров (ТК), обладающих иными защитными характеристиками.

К настоящему времени в РФ и за рубежом увеличилось количество исследований и реакторных испытаний нитридного и карбидного топлив. Успешно проведены и проводятся реакторные испытания моонитридного топлива в EBR-II, Феникс, БР-10, БОР-60 и др. при различных теплонапряженностях и выгораниях [2]. Однако объем проводимых исследований и изучение свойств этих видов топлив гораздо меньше аналогичных работ по оксидному топливу. Еще меньше работ посвящено радиационным характеристикам этого топлива.

При обращении с облученным ядерным топливом (ОЯТ) для обеспечения радиационной безопасности в первую очередь решались задачи защиты от потоков высокоэнергетических γ -квантов, так как интенсивность γ -излучения на несколько порядков выше интенсивности нейтронного излучения. Вопрос о защите от γ -излучения ОЯТ можно считать решенным. Менее изученным остается вопрос о защите от нейтронов, образующихся в результате протекания (α, n) -реакций на легких ядрах ОЯТ; спонтанного деления ядер урана и трансурановых элементов в ОЯТ; фотонейтронов, образующихся в результате протекания фотоядерных процессов (фотоядерное деление, реакции типа (γ, xn)).

Источник нейтронного излучения ОЯТ имеет сложную структуру. Задачу определения источника нейтронного излучения можно существенно упростить, если рассматривать не нестабильные изотопы, содержащиеся в ОЯТ, а только те из них, которые в совокупности вносят определяющий вклад в данный тип излучения.

При исследовании полей нейтронов облученного керамического ядерного топлива особый интерес вызывает (α, n) -реакция на легких ядрах керамического топлива (O, C и N). Для облученного диоксида урана составляющая от (α, n) -реакции не превышает 18–20% (реакторы типа ВВЭР, РБМК) [3–5], для быстрых реакторов вклад (α, n) -реакции может достигать 80–90% [4]. При этом необходимо учитывать не только интенсивность нейтронного излучения, но и спектральные характеристики потока нейтронов, образующихся в реакциях (α, n) , т.к. для (α, n) -реакции на O, N и, в особенности, на C энергетический спектр нейтронов гораздо «жестче» в сравнении со спектром спонтанного деления [5].

В работе предложена процедура расчета (методика) параметров нейтронной составляющей радиационных характеристик облученных керамических урановых топлив. Проведен сравнительный анализ дозовых характеристик поля излучения облученных керамических урановых топлив различных типов (UO_2 , UN, UC).

ИНТЕНСИВНОСТЬ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ПРОТЕКАНИЕМ (α, n) -реакций

Протекание (α, n) -реакции наиболее вероятно на легких ядрах керамического топлива (O, C и N). Удельная интенсивность нейтронного излучения в результате (α, n) -реакций определяется соотношением

$$Q_i^{\alpha,n}(E) = m_i q_i^{\alpha,n}(E), \text{ нейтр./с,}$$

где m_i – масса α -активного актиноида, г; $q_i^{\alpha,n}$ – выход нейтронов из i -го актиноида, нейтр./с·г).

Выход нейтронов $q_i^{\alpha,n}(E)$, согласно [7], определяется соотношением

$$q_i^{\alpha,n}(E) = q_i^{\alpha} \cdot n_j \int_{B_j}^{E_i} \frac{\sigma_j^{\alpha,n}(E)}{f_j(E)} dE, \text{ нейтр./}(\text{с}\cdot\text{г}),$$

где q_i^{α} – удельная интенсивность α -частиц, испускаемых i -м актиноидом, α -частиц/(\text{с}\cdot\text{г}); n_j – концентрация j -х ядер в соединении, см^{-3} ; $\sigma_j^{\alpha,n}$ – микроскопическое эффективное сечение (α, n) -реакции на ядрах кислорода, см^2 ; $f(E) = (-dE/dx)$ – ионизационные потери энергии α -частицы на атомах i -го соединения, МэВ/см ; E – средняя энергия α -частиц i -го актиноида, МэВ ; B_j – порог (α, n) -реакции, МэВ .

При расчете сечения (α, n) -реакций применялась модель, учитывающая зависимость выхода ядерных реакций и массовой тормозной способности (ионизационные потери в среде) от энергии α -частиц.

Функциональная зависимость выхода нейтронов $Y_j(E)$ от энергии α -частиц получается при полиномиальной или степенной аппроксимации экспериментальных данных, а функциональная зависимость ионизационных потерь $f(E)$ представлена во многих классических работах по экспериментальной ядерной физике [8]. Например, можно использовать формулу Бете-Блоха для ионизационных потерь тяжелых заряженных частиц. В отсутствие экспериментальных данных функция $Y(E)$, а также первая производная от нее могут быть определены путем аппроксимации значений выхода нейтронов, имеющихся в библиотеке экспериментальных ядерных данных EXFOR.

Среднее значение энергии α -частиц, образующихся в смеси актиноидов в ОЯТ, $E_{\alpha} \approx 5,13$ МэВ . Ионизационные потери α -частицы на ядрах кислорода при такой энергии $|dE/dx|$ составляют около 1,046 МэВ/см ; выход нейтронов в реакции (α, n) на кислороде из природной смеси изотопов $Y = 5$ нейтронов на 10^8 α -частиц; значение производной от экспериментальной функции $Y(E)$ при энергии α -частиц $E_{\alpha} = 5,13$ МэВ составляет $dY/dE \approx 0,014 \cdot 10^{-6} \text{ МэВ}^{-1}$.

Расчетные значения эффективных сечений (α, n) -реакций, найденные предложенным в работе способом, удовлетворительно согласуются (~ 18 – 20%) с экспериментально определенными значениями [9–11] и находятся в пределах доверительного интервала. Например, для углерода зависимость выхода от энергии α -частиц имеет вид $Y(E) = 3,32 \cdot 10^{-11} \cdot E^{4,86}$. При $E_{\alpha} = 5,304$ МэВ (^{210}Po) $Y = 11,3 \cdot 10^{-6}$ нейтр. на одну α -частицу, $dY(5,304)/dE = 1,01 \cdot 10^{-7}$, а значит, расчетное значение эффективного сечения (α, n) -реакции на ядрах углерода равно $\sigma_{\alpha,n} = 1,56$ мб. Экспериментальное значение $\sigma_{\alpha,n} = {}^{12}\text{C} \cdot \sigma_{\alpha,n}({}^{12}\text{C}) + {}^{13}\text{C} \cdot \sigma_{\alpha,n}({}^{13}\text{C}) = 0,9889 \cdot 0 + 0,011 \cdot 138$ мбарн = 1,72 [11].

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ ПО КАНАЛУ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ

Удельная интенсивность нейтронного излучения, образующегося при спонтанном делении ядер актиноидов,

$$Q_i^{\text{сп}} = m_i \cdot A_i^{\text{сп}} \cdot \nu_i^{\text{сп}}, \text{ нейтр./с},$$

где $A_i^{\text{сп}}$ – интенсивность распада, дел./(\text{г}\cdot\text{с}); $\nu_i^{\text{сп}}$ – число мгновенных нейтронов, образующихся по каналу спонтанного деления.

ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ОЯТ ПРИ ПРОТЕКАНИИ (γ, n) -реакций

Для образования фотонейтронов необходимо наличие γ -излучения высоких энергий (от 4 до 14 МэВ). Источниками γ -излучения в ОЯТ являются процессы в распада продуктов деления и активации, спонтанного деления ядер урана и образующихся в ходе облучения изотопов актиноидов. Основной γ -фон формируется

от распада продуктов деления и активации, однако энергия таких γ -квантов не превышает 2,5–3 МэВ. В указанный энергетический интервал попадают мгновенные γ -кванты, образующиеся при спонтанных.

Удельная интенсивность нейтронного излучения, обусловленная протеканием (γ, n) -реакции, определяется соотношением вида

$$Q_{j,\gamma,n}(Z) = A_k^\gamma(Z) \cdot \sigma_{i,\gamma,n}(E) N_i(Z) / \mu_j(Z), \text{ нейтр}/(\text{с} \cdot \text{г}),$$

где $A_k^\gamma(Z)$ – удельная интенсивность генерации γ -квантов, испускаемых k -м нуклидом, γ -квант/(\text{с} \cdot \text{г}); $N_i(Z)$ – концентрация ядер i -го актиноида в соединении, см^{-3} ; $\sigma_{i,\gamma,n}(E)$ – микроскопическое эффективное сечение (γ, n) -реакции на i -м актиноиде, см^2 ; $\mu_j(Z)$ – полный коэффициент взаимодействия γ -квантов для j -го соединения, включающий в себя фотоядерное взаимодействие, см^{-1} .

Расчет значения сечения (γ, n) -реакций проводится с использованием боровского механизма при описании образования промежуточного ядра с последующим вылетом частиц-продуктов [12]. Точность определения сечения (γ, n) -реакций вблизи резонанса находится в пределах от 3 до 30% [12, 13].

РАСЧЕТ МОЩНОСТИ ЭФФЕКТИВНОЙ ДОЗЫ ВБЛИЗИ ТК-13

Для обоснования применимости предложенной расчетной процедуры и оценки точности полученных в работе результатов были выполнены расчетные исследования параметров поля нейтронного излучения на поверхности транспортного контейнера ТК-13 с облученными ТВС реактора ВВЭР-1000. На их основе была построена расчетная модель ТК-13 с ОТВС реактора ВВЭР-1000.

В разработанной модели отдельная ОТВС рассматривалась как подкритическая размножающая система, в объеме которой равномерно распределены топливо, конструкционные материалы – сталь марки 12Х18Н10Т, циркониевый сплав Э-110, поглотитель Gd_2O_3 и источники нейтронов, образующиеся по вышеперечисленным реакциям.

При расчете мощности дозы вблизи ТК-13 считалось, что контейнер полностью загружен ОТВС. При этом внутренняя часть контейнера представляет собой гомогенную смесь 12-ти ОТВС, характеризующихся идентичным значением выгорания и начального обогащения: выгорание около 40 МВт-сут/кгU, начальное обогащение по ^{235}U 4,4%, выдержка три года.

Сравнительный анализ наиболее часто используемых инженерных методов расчета защиты показал, что метод длин релаксации может быть в большинстве случаев использован для расчета защиты от нейтронного излучения [14, 15].

В целом, упрощенная картина ослабления нейтронов в защите такова, что быстрые нейтроны, замедляясь, переходят в тепловую группу. Нейтроны тепловой группы, «подпитываемые» замедляющимися нейтронами, поглощаются материалами радиационной защиты ТК-13.

Исходя из конструкции ТК-13 расчет эффективности защиты проводится согласно упрощенной модели [14]. ТК имеет цилиндрическую форму и состоит из слоев стали и слоя нейтронной защиты (антифриза). Расположение слоев – последовательное, вплотную друг к другу.

Для нахождения нейтронной активности, приходящейся на ТВС, используется соотношение

$$A_{\text{ТВС}} = A_\Sigma \cdot M_{\text{ТОП}} / N_{\text{ТВС}}, \text{ нейтр}/(\text{с} \cdot \text{ТВС}),$$

где A_Σ – суммарная нейтронная активность топлива, нейтр/(\text{с} \cdot \text{т(U)}); $M_{\text{ТОП}}$ – масса загружаемого топлива, т; $N_{\text{ТВС}}$ – число ТВС в реакторе ВВЭР-1000.

Таким образом, усредненное значение плотности нейтронного потока на внутренней поверхности ТК-13 определяется соотношением вида [15]

$$\Phi = S_V h / 4 = S / 4 \pi R_{\text{ЭКВ}}^2,$$

где S_V – объемный выход источника, нейтр/(см³·с); h – высота источника (в нашем случае высота активной части ТВС), см; S – интенсивность источника, равная 12 ОТВС, нейтр/с; $R_{\text{ЭКВ}}^2$ – эквивалентный радиус источника нейтронного излучения, см.

Для расчета мощности эффективной дозы, обусловленной нейтронами на внешней поверхности ТК, используется соотношение [15]

$$P = \Phi \cdot \delta_H, \text{ Зв/с},$$

где δ_H – доза на единичный флюенс нейтронов, Зв·см².

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчет проводился для ОЯТ реактора ВВЭР-1000, работающего на перспективных керамических урановых топливах. Результаты расчета нейтронной составляющей приведены для трех основных режимов облучения ядерного топлива приведены в табл. 1 и нормированы на одну тонну топлива. Для определения значения в расчете на тонну урана начальной загрузки значения в табл. 1 необходимо разделить на массовую долю урана ω_U в топливе. Для оксидного топлива $\omega_U = 0,88$, для карбидного и нитридного – 0,95 и 0,94 соответственно.

При моделировании системы были определены совокупные по нейтронному излучению мощности дозы вблизи ТК-13. Результаты моделирования сравнивались с результатами измерений, выполненных специалистами ФГУП «Горно-химический комбинат». Дозовые характеристики вблизи ТК-13 с ОТВС ВВЭР-1000 определялись с помощью радиометров-дозиметров МКС-01Р и ДКС-96, укомплектованных детекторами нейтронного излучения.

Измерения эффективной мощности дозы выполнены на расстоянии 50 см и 4 м (рис. 1) в точках, установленных нормативами НП-053-04. Результаты радиометри-

Таблица 1

Интенсивность нейтронного излучения керамического ОЯТ Q , нейтр./(с·т)

Режимы облучения, МВт·сут/т	$Q_{\alpha n}$	$Q_{\text{сн}}$	$Q_{\gamma n}$	Q_{γ}	Вклад реакций, %	
					(α , n)	(γ , n)
UO ₂						
13420	1,14·10 ⁶	5,98·10 ⁶	6,85·10 ⁴	7,19·10 ⁶	15,86	0,95
26940	1,02·10 ⁷	1,10·10 ⁸	1,45·10 ⁶	1,22·10 ⁸	8,38	1,19
40480	3,10·10 ⁷	5,69·10 ⁸	8,26·10 ⁶	6,08·10 ⁶	5,10	1,36
UC						
13420	7,95·10 ⁵	6,45·10 ⁶	8,12·10 ⁴	7,92·10 ⁶	9,58	1,08
26940	7,48·10 ⁶	1,19·10 ⁸	1,56·10 ⁶	1,28·10 ⁸	5,84	1,22
40480	2,32·10 ⁷	6,11·10 ⁸	1,18·10 ⁷	6,46·10 ⁸	3,59	1,83
UN						
13420	5,51·10 ⁴	6,40·10 ⁶	7,80·10 ⁴	6,53·10 ⁶	0,84	1,19
26940	4,01·10 ⁵	1,18·10 ⁸	1,52·10 ⁶	1,20·10 ⁸	0,33	1,27
40480	1,24·10 ⁶	6,09·10 ⁸	1,12·10 ⁷	6,21·10 ⁸	0,20	1,80

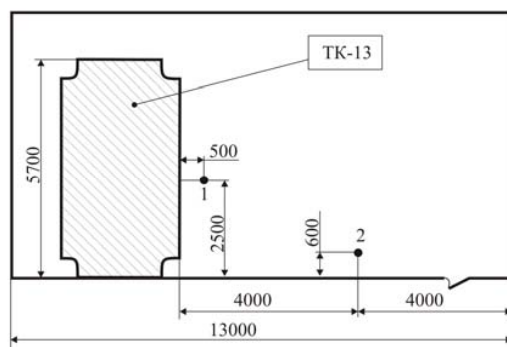


Рис. 1. Точки измерения мощности дозы нейтронов вблизи транспортного контейнера ТК-13В: 1 и 2 – точки измерения, расстояния указаны в мм

Таблица 2

**Мощность дозы полей нейтронов
(экспериментальные и расчетные значения)**

Точки измерения	Мощность дозы, мкЗв/ч		
	МКС-01Р	ДКС-96	Расчет (авторы)
1	17,20	18,00	22

ческих экспериментов [16] и расчетные данные в сравнении приведены в табл. 2.

Параметры поля излучения в точке 2 не моделировались, поскольку расчеты в этом случае необходимо проводить в 3D-геометрии, что не предусмотрено в разработанной модели.

Таким образом, полученные в ходе расчетных исследований значения дозовых характеристик керамических ОЯТ с погрешностью 20–30% совпадают с экспериментальными значениями. Основной составляющей погрешности расчетного определения дозовых характеристик является неточность определения концентрации в ОЯТ ядер таких важных (с точки зрения радиационной безопасности) изотопов, как ^{238}Pu , ^{241}Am , ^{242}Cm , ^{244}Cm , ^{252}Cf . Так, например, концентрация ядер ^{244}Cm с использованием пакетов программ ORIGEN-S (SCALE 5/0) определена в работе с погрешностью 22% в 27-групповом приближении при использовании библиотеки оцененных ядерных данных ENDF/B-IV.

ВЫВОДЫ

1. Исследованы параметры нейтронной составляющей радиационных характеристик облученных керамических урановых топлив UO_2 , UC, UN.
2. Показано, что (α, n) -реакция, протекающая на ядрах O, C и N и вызываемая α -частицами от распада Pu, Am и Cm, является значимым источником нейтронов в облученных керамических урановых топливах.
3. Данные по дозовым характеристикам полей нейтронного излучения, полученные при использовании разработанных методик определения микросечений ядерных реакций и расчетной модели транспортного контейнера, с точностью 20 – 30% согласуются с результатами радиометрических экспериментов, выполненных в промышленных условиях.

Литература

1. Решетников Ф.Г. Состояние разработки и производства уран-плутониевого топлива для быстрых реакторов // Атомная энергия. – 2001. – Т. 91. – № 6. – С. 453-458.
2. Горбачев Б.А., Ганев И.Х., Лопаткин А.В. и др. Радиационные характеристики топлива и отходов в уран-плутониевом и торий-урановом топливном цикле // Атомная энергия. – 2001. – Т. 90. – № 6. – С. 431-438.
3. Шаманин И.В., Гаврилов П.М., Беденко С.В., Мартынов В.В. (α, n)-реакции и поле нейтронного излучения облученного керамического ядерного топлива // Известия Томского политехнического университета. – 2009. – Т. 315. – № 2. – С. 75-78.
4. Буланенко В.И., Фролов В.В., Центер Э.М. Расчетная оценка выхода нейтронов (a, n)-реакции для многокомпонентных сред // Атомная энергия. – 1982. – Т. 53. – № 3. – С. 160-168.
5. Шаманин И.В., Беденко С.В., Мартынов В.В. Оценка вклада реакции (α, n) в нейтронную активность ОТВС реактора ВВЭР-1000 // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2007. – Т. 3. – № 2. С. 40-47.
6. Внуков В.С., Рязанов Б.Г. Проблемы и опыт обеспечения ядерной безопасности при хранении отработавшего топлива АЭС // Атомная энергия. – 2001. – Т. 82. – № 3. – С. 53-58.
7. Фролов В.В. Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ. – М.: Атомиздат, 1980. – 128 с.
8. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. – Киев: Наукова думка, 1975. – 415 с.
9. Bair J.R., Haas F.X. Total Neutron Yield from the Reaction $^{13}\text{C}(a, n)^{16}\text{O}$ and $^{17,18}\text{O}(a, n)^{20,21}\text{Ne}$ // Phys. Rev. C. – 1973. – V. 7. – № 4. – P. 1356-1364.
10. West D., Sherwood A.C. Measurements of Thick-Target (a, n) Yields from Light Elements. Ann. // Nucl. Energy. – 1982. – V. 9. – P. 551-577.
11. Harissopulos S., Becker H. W., Hammer J.W., Lagoyannis A., Rolfs C., and Strieder F. Cross section of the $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reaction: A background for the measurement of geo-neutrinos // Phys. Rev. – 2005. – C. 72-80.
12. Беденко С.В., Мельников К.В., Шелепов Е.Н. Расчетно-экспериментальное определение сечений (γ, n)-реакций, протекающих в облученном ядерном топливе // Современные техника и технологии: Труды XIII Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск, 2007. – Т. 1. С. 16-18.
13. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. Справочник. – М.: Атомиздат, 1976. – 464 с.
14. Шаманин И.В., Гаврилов П.М., Беденко С.В., Мартынов В.В. Нейтронно-физические аспекты проблемы обращения с облученным ядерным топливом с повышенной глубиной выгорания // Известия Томского политехнического университета. – 2008. – Т. 313. – № 2. – С. 62-66.
15. Гусев Н.Г., Машкович В. П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Т. 1. Физические основы защиты от излучений. – М.: Атомиздат, 1980. – 461 с.
16. Косьяненко Е.В., Купцов С.И., Мартынов В.В. Спектры и дозиметрические характеристики полей нейтронов на рабочих местах персонала Горно-химического комбината/Препринт ИФВЭ 2008–22. – Протвино, 2008.

Поступила в редакцию 7.10.2009

ABSTRACTS OF THE PAPERS

УДК 621.039.543.6

Dose Characteristics of Neutrons Fields of Spent Ceramic Nuclear Fuel of Various Types \S.V. Bedenko, F.V. Gnetkov, S.D. Kadochnikov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2010. – 7 pages, 2 tables, 1 illustration. – References, 16 titles.

The dose characteristics of the neutron fields spent ceramic uranium compounds were analyzed. A procedure for calculating the neutron component of the radiation characteristics of spent ceramic nuclear fuel was proposed. The causes of significant differences contributions of (α , n)-reactions in the neutron radiation intensity of spent UO₂, UC and UN were determined. The simulation results of the radiation field characteristics near the transport container with the results of radiometric experiments were compared.

УДК 621.039.564

Informational Approach to Solving Problems of Power Distribution Control in a Nuclear Reactor \A.M. Zagrebayev, N.V. Ovsyannikova, I.V. Prokhorova; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2010. – 7 pages, 2 tables, 6 illustrations. – References, 7 titles.

Informational approach to solving the problems of power distribution control in a nuclear reactor is offered. The definitions of information value of an in-core detector and information of the system of detectors are introduced. Connection between accuracy of a restoration algorithm and its informational properties is shown. The sequence of in-core detectors graduation (repair) definition on the basis of their informational value is offered.

УДК 621.039.51

New approach on designing spectrometric neutron radiation radiometer \V.E. Dreizin, A.A. Grimov, D.I. Logvinov I.N. Mazepa; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2010. – 6 pages, 1 illustration. – References, 5 titles.

Results of modeling new method of spectrometric measurements neutron radiation are considered here. This method based on combined signal processing from several detectors with different spectral characteristic with following computer rebuilding energy spectrum of measuring radiation with assistance of neuron net. This net was preliminary trained on simulation models of neuron flow with different energy characteristic.

УДК 621.039.56

The Working out of the Finite-Element Dynamic Model of the Third Generation Fuel Assembly of the WWER-440 for the Strength Prove under Seismic Impact \M.S. Khvostov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2010. – 7 pages, 7 illustrations. – References, 3 titles.

A description is given for working out of the finite-element dynamic model of the WWER-440 fuel assembly for the strength prove under seismic impact. The finite-element fuel assembly model worked out in ANSYS code is described. The eigenfrequencies and forms of the structure oscillations are received. The response to the seismic impact by the linear spectrum analysis is calculated. The estimation of the results precision is produced.

УДК 621.039

Analysis of the Radiation Monitoring Data by the Distribution-Free Statistic Methods (by the example of the River System Techa-Iset-Tobol-Irtysch Pollution) \K.V. Lunyova, A.I. Kryshev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetica» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2010. – 9 pages, 5 tables, 1 illustration. – References, 7 titles.