

НЕЙТРОННАЯ АКТИВНОСТЬ ОТРАБОТАВШЕГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ГЛУБИНАХ ВЫГОРАНИЯ

И.В. Шаманин*, П.М. Гаврилов, С.В. Беденко*, В.В. Мартынов****

**Томский политехнический университет, г. Томск*

***ФГУП «Горно-химический комбинат», г. Железногорск*



Рассмотрены ядерные процессы, которые приводят к образованию поля нейтронного излучения вблизи отработавшей тепловыделяющей сборки (ОТВС). Определена результирующая удельная нейтронная активность отработавшего топлива реактора ВВЭР-1000, обусловленная протеканием (α, n) реакций, спонтанным делением ядер урана и актиноидов, а также протеканием (γ, n) реакций на ядрах урана и актиноидов. Проведена оценка вкладов (γ, n) реакции в интенсивность нейтронного излучения ОТВС ВВЭР-1000 для различных глубин выгорания с учетом трех вышеперечисленных механизмов образования нейтронов.

СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

Отраслевой программой «Эффективное топливоиспользование на АЭС на период 2002–2005 гг. и на перспективу до 2100 г.» на Балаковской АЭС предусмотрено внедрение топливных циклов, обеспечивающих увеличение коэффициента использования установленной мощности (КИУМ). Первым шагом для достижения поставленной цели явились разработка и внедрение тепловыделяющих сборок (ТВС) с жестким каркасом ТВС второго поколения, получивших название ТВС-2 и ТВС-2М [1]. Сборки такого типа были спроектированы для работы в 4–5-летних топливных циклах с выгоранием более 55 МВт·сут/кг(U). Использование ТВС такого типа позволит повысить эффективность топливоиспользования на 4–5% [1, 2].

Повышение глубины выгорания топлива вызовет увеличение количества аккумулированных в нем продуктов деления, что, в свою очередь, будет являться причиной изменения параметров поля ионизирующих излучений вблизи ОТВС. Характер и количественные характеристики изменений интенсивности гамма- и нейтронного излучения вблизи ОТВС с повышенным выгоранием представляют предмет исследований. Конечной целью таких исследований является определение требуемых изменений в конструкциях защитных сооружений и транспортных контейнеров (ТК), предназначенных для хранения и транспортировки ОТВС с повышенной глубиной выгорания топлива.

При обращении с отработавшим ядерным топливом (ОЯТ) для обеспечения радиационной безопасности в первую очередь решаются задачи защиты от потоков высокоэнергетических гамма-квантов, характеризующихся высокой проникающей способностью и интенсивностью. Защита от гамма-излучения ОЯТ автома-

© И.В. Шаманин, П.М. Гаврилов, С.В. Беденко, В.В. Мартынов, 2008

тически обеспечивает требования защиты от бета- и альфа-излучений, т.к. указанные виды ионизирующих излучений обладают гораздо меньшей проникающей способностью. Этого нельзя сказать о нейтронном излучении (особенно в отношении быстрых нейтронов), для которого материалы, используемые при конструировании защиты от гамма-излучения, фактически являются «прозрачными» [3].

ИСТОЧНИКИ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОВ В ОТВС

Нейтроны образуются в (ОЯТ) благодаря протеканию следующих ядерных реакций.

1. Реакция (α, n) обусловлена наличием альфа-частиц, образующихся в результате радиоактивного распада ядер урана и актиноидов, присутствующих в ОЯТ. Энергия альфа-частиц, согласно данным [4], лежит в пределах от 4 до 7 МэВ. Альфа-частицы таких энергий способны эффективно взаимодействовать с ядрами, высота кулоновского барьера которых меньше, чем кинетическая энергия альфа-частиц. Из материалов, присутствующих в облученной тепловыделяющей сборке (ОТВС), наиболее вероятно протекание реакции (α, n) на ядрах кислорода и других легких ядрах-продуктах деления [5].

2. Спонтанное деление ядер урана и трансурановых элементов, сопровождающееся испусканием нейтронов. Основным источником нейтронов будут являться ядра урана и изотопов трансурановых элементов, содержащихся в ОЯТ.

3. Реакция (γ, n) . Для образования нейтронов по этому механизму необходимо наличие гамма-излучения высоких энергий (от 4 до 14 МэВ [6]). Источниками гамма-излучения в ОЯТ являются процессы бета-распада продуктов деления и активации, а также альфа-распад и спонтанное деление ядер урана и актиноидов [4].

Вклад (α, n) реакции в интенсивность нейтронного излучения оксидного топлива определен, например, в работах [7, 8], в которых рассматривается протекание реакции (α, n) на ядрах кислорода, входящего в состав оксидного топлива. Как показали результаты расчетов, общая нейтронная активность ОЯТ изменяется от $4,37 \cdot 10^6$ до $1,92 \cdot 10^9$ нейтр./с-т(U) при глубинах выгорания от 10 МВт-сут/кг(U) до 50 МВт-сут/кг(U). При этом вклад (α, n) реакции в общую нейтронную активность ОЯТ уменьшается с 82 до 18% от количества нейтронов спонтанного деления при изменении глубины выгорания топлива реактора ВВЭР-1000 от 10 МВт-сут/кг(U) до 50 МВт-сут/кг(U) (начальное обогащение 4,4%).

Оценок, позволяющих определить долю общей нейтронной активности, обусловленную протеканием (γ, n) реакций в ОЯТ, не проводилось.

Целью данной работы являлось определение вклада трех вышеперечисленных механизмов образования нейтронов, в том числе (γ, n) реакции, в интенсивность нейтронного излучения ОТВС ВВЭР-1000 для различных глубин выгорания.

Для большинства ядер пороги фотонейтронных реакций заключены в пределах от 4 до 14 МэВ [6, 9]. Для легких и средних ядер с $10 \leq A \leq 150$, присутствующих в ОТВС, наиболее вероятно протекание (γ, n) реакции только на ядрах кислорода, имеющих сравнительно большую концентрацию как в свежем, так и в облученном оксидном топливе. Порог реакции $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}$ равен 16,3 МэВ [4, 9]. Для тяжелых материалов наиболее вероятно протекание (γ, n) реакции на ядрах с $A \geq 200$. Порог реакции (γ, n) для этих ядер заключен в пределах от 4 до 7 МэВ [9].

УДЕЛЬНАЯ НЕЙТРОННАЯ АКТИВНОСТЬ ОТВС, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ПРОТЕКАНИЕМ РЕАКЦИЙ (γ, n)

Анализ данных о гамма-излучении, сопутствующем процессам альфа- и бета-распада продуктов деления и активации, присутствующих в ОЯТ, позволяет сделать заключение, что в их спектре практически отсутствует высокоэнергетическая со-

ставляющая, превышающая порог реакции на ядрах кислорода и тяжелых ядрах [3, 4]. При спонтанном делении на долю гамма-излучения приходится 7÷9 МэВ на один акт деления. Эта энергия уносится обычно в виде 8÷10 гамма-квантов. Поэтому средняя энергия одного гамма-кванта не превышает 1 МэВ. Однако, учитывая вероятность образования гамма-квантов высоких энергий (~ 0,4% [4]) и сравнительно большую концентрацию актиноидов [10] в ОЯТ, на которых идет реакция (γ, n) , полностью исключить вторичное образование нейтронов по этому механизму нельзя.

Таким образом, при определении параметров поля нейтронного излучения вблизи ОТВС существует необходимость расчета сечений (γ, n) реакции на ядрах урана и актиноидов, присутствующих в ОЯТ.

Удельная нейтронная активность, обусловленная протеканием (γ, n) реакции на j -м химическом соединении, определяется следующим соотношением:

$$A_{\gamma, n}^j(Z) = A_k^\gamma(Z) \cdot \frac{\sigma_{\gamma, n}^i N_i^{\text{соед}}(Z)}{\mu_j^{\text{соед}}(Z)}, \text{ нейтр.} \quad (1)$$

где $A_k^\gamma(Z)$ – удельная интенсивность генерации гамма-квантов, испускаемых k -м нуклидом, γ -квант/(с·т(U)); $N_i^{\text{соед}}$ – концентрация ядер i -го нуклида, на которых идет (γ, n) реакция, в химическом соединении, см⁻³; $\sigma_{\gamma, n}^i$ – сечение (γ, n) реакции, идущей на ядрах i -го нуклида в химическом соединении, см²; $\mu_j^{\text{соед}}$ – полный коэффициент взаимодействия гамма-квантов для j -го химического соединения, включающий в себя фотоядерное взаимодействие, см⁻¹; Z – глубина выгорания топлива, МВт·сут/т(U).

Удельная интенсивность генерации гамма-квантов, испускаемых k -м нуклидом:

$$A_k^\gamma(Z) = C_k(Z) \cdot A_k^{\text{сп}} \cdot \omega_{kl}(E_l), \frac{\gamma\text{-квант}}{\text{с} \cdot \text{т(U)}}, \quad (2)$$

где $C_k(Z)$ – концентрация ядер k -го спонтанно делящегося нуклида, г/т(U); $A_k^{\text{сп}}$ – интенсивность распада ядер k -го нуклида путем спонтанного деления, расп./(г·с); $\omega_{kl}(E_l)$ – выход l -ой гамма-линии k -го нуклида, γ -квант/расп.

Для определения зависимостей концентраций спонтанно делящихся нуклидов $C_k(Z)$, содержащихся в ОЯТ, от глубины выгорания была проведена аппроксимация данных о концентрации основных долгоживущих актиноидов, присутствующих в ОЯТ [10]. Аппроксимация осуществлялась с помощью полиномов второй степени, степенных и показательных функций [7]. В результате для каждого актиноида были получены функции, которые имеют различную степень сходимости с данными, приведенными в [10]. Предварительно было выяснено, что основными источниками спонтанных делений (более 99%) являются следующие актиноиды: ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu, ²⁴²Cm, ²⁴⁴Cm, ²⁴⁶Cm [7].

Полный коэффициент взаимодействия гамма-квантов для j -го химического соединения [11]:

$$\mu_j^{\text{соед}} = \rho_j^{\text{соед}} \sum_i \mu_i^m w_i = \sum_i \mu_i^m \rho_i \frac{N_i^{\text{соед}}(Z)}{N_i}, \text{ см}^{-1}, \quad (3)$$

где $\rho_j^{\text{соед}}$ – плотность j -го химического соединения, г/см³; μ_i^m – массовый коэффициент взаимодействия гамма-квантов с ядрами i -го нуклида в химическом соединении, см²/г; w_i – массовая доля i -го нуклида в химическом соединении; ρ_i – плотность вещества i -го нуклида в нормальных условиях, г/см³; N_i – концентрация ядер i -го нуклида в нормальных условиях, см⁻³; $N_i^{\text{соед}}$ – концентрация ядер i -го нуклида в химическом соединении, см⁻³.

Полный коэффициент взаимодействия гамма-квантов с i -м нуклидом:

$$\mu_i = \mu_i^m \rho_i = \sigma_i N_i, \text{ см}^{-1}, \quad (4)$$

где $\sigma_i = \sigma_i^f + \sigma_i^c + \sigma_i^\pi + \sigma_i^{\gamma,n}$ – полное микроскопическое сечение взаимодействия гамма-квантов с i -м нуклидом, которое представляет собой сумму сечений фотоэффекта, комптоновского рассеяния, эффекта образования пар и фотоядерного эффекта, см^{-1} ; N_i – концентрация ядер i -го нуклида в нормальных условиях, см^{-3} .

С учетом (4) соотношение (3) переписывается в виде:

$$\mu_j^{\text{соед}} = \sum_i \sigma_i N_i^{\text{соед}}(Z), \text{ см}^{-1}. \quad (5)$$

Таким образом, с помощью соотношения (1) можно производить расчет удельной нейтронной активности, обусловленной протеканием (γ, n) реакций.

СЕЧЕНИЕ (γ, n) РЕАКЦИИ НА ЯДРАХ УРАНА И АКТИНОИДОВ, ПРИСУТСТВУЮЩИХ В ОЯТ

Данные о характеристиках (γ, n) реакций немногочисленны [3, 4, 6, 9] и имеются в основном для гамма-квантов определенных энергий. В связи с этим в нашей работе предлагается следующая процедура расчета сечения (γ, n) реакций.

Энергетическая зависимость полных и парциальных сечений взаимодействия γ -квантов с ядрами содержит широкие максимумы (резонансы). Они характеризуются энергией максимума резонанса E_0 и его амплитудой σ_0 , шириной на половине высоты (полушириной) Γ и интегральным сечением $\sigma^{\text{int}} = \int \sigma(E) dE$ [6, 9].

Расчет сечения (γ, n) реакций основан на использовании Боровского механизма при описании образования промежуточного ядра с последующим вылетом частиц-продуктов и описывается соотношением [6]:

$$\sigma_i^{\gamma,n} = \sigma_{0i}^{\gamma,n} \frac{(\Gamma_i/2)^2}{(E_i - E_{0i})^2 + (\Gamma_i/2)^2} \sqrt{\frac{E_{0i}}{E_i}}, \quad (6)$$

где σ_{0i} – максимальное значение сечения резонанса i -го нуклида; Γ_i – полуширина резонанса i -го нуклида; E_{0i} – энергия максимума резонанса i -го нуклида.

Положение максимума может быть удовлетворительно описано соотношением [6, 9]:

$$E_{0i} \approx 31,2 \cdot A_i^{-1/3} + 20,6 \cdot A_i^{-1/6}, \text{ МэВ}, \quad (7)$$

где A_i – атомная масса i -го нуклида.

Полуширина резонанса удовлетворительно описывается с помощью соотношения [9]:

$$\Gamma_i = 0,026 \cdot E_{0i}^{1,91}, \text{ МэВ}. \quad (8)$$

Справочный материал не всегда содержит полную информацию о параметрах резонанса, поэтому ниже приведены два подхода, которые могут использоваться при определении сечения (γ, n) реакции.

Первый подход основан на использовании экспериментальных значений параметров резонанса, приведенных, например, в [3]. В этом случае для расчета используется соотношение (4).

Второй подход состоит в следующем. Значения энергии максимума резонанса E_{0i} и его амплитуды σ_{0i} берутся из справочных данных, а полная полуширина резонанса рассчитывается по формуле (8). Подставляя (8) в (6), можно получить соотношение, позволяющее рассчитывать значения сечений реакций (γ, n) в случае неполных данных о резонансе:

$$\sigma_i^{\gamma,n} = \sigma_{0i}^{\gamma,n} \frac{1,69 \cdot 10^{-3} \cdot E_{0i}^{3,82}}{(E_i - E_{0i})^2 + 1,69 \cdot 10^{-3} \cdot E_{0i}^{3,82}} \sqrt{\frac{E_{0i}}{E_i}}. \quad (9)$$

Результаты расчетов сечений реакций (γ, n) на ядрах U-235 и U-238 по соотношениям (4) и (7) представлены на рис. 1 и 2.

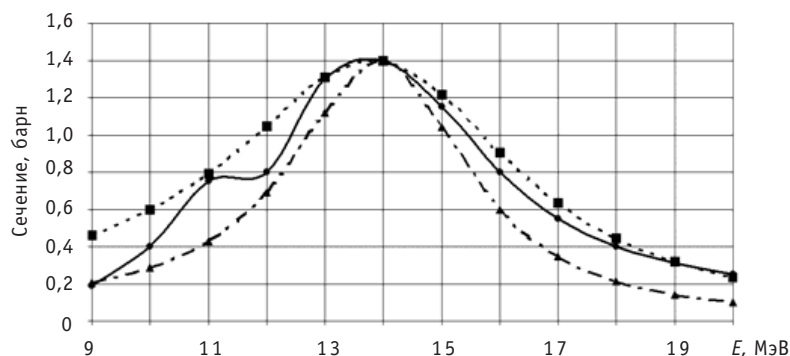


Рис. 1. Расчетные и экспериментальные значения сечений реакции (γ, n) на ядрах U-235: —●— — экспериментальные значения сечений реакции (γ, n) ; —■— — результаты первого варианта расчета сечений реакции (γ, n) ; —★— — результаты второго варианта расчета сечений реакции (γ, n)

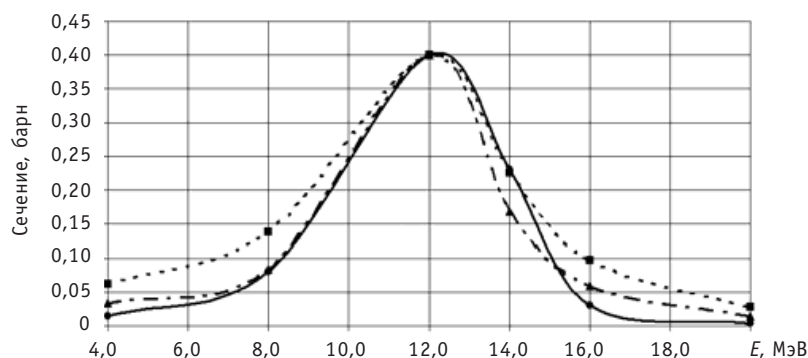


Рис. 2. Расчетные и экспериментальные значения сечений реакции (γ, n) на ядрах U-238: —●— — экспериментальные значения сечений реакции (γ, n) ; —■— — результаты первого варианта расчета сечений реакции (γ, n) ; —★— — результаты второго варианта расчета сечений реакции (γ, n)

Найденные двумя способами значения сечений удовлетворительно согласуются между собой, а также с погрешностью не хуже 40% описывают экспериментальные значения сечений вблизи резонанса [3].

Предложенная процедура расчета позволяет проводить оценки значений сечений (γ, n) реакций на ядрах с $A \geq 200$ при наличии экспериментальных данных о параметрах резонанса, а также в случае отсутствия одного из параметров резонанса. При этом точность определения сечения (γ, n) реакций вблизи резонанса находится в пределах от 5 до 40%.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Расчет проводился для ОТВС реактора ВВЭР-1000 после 180 сут выдержки и начальном обогащении 4,4%. Результаты расчета удельной нейтронной активности ОТВС приведены в табл.1, а также значения доли активности, обусловленной протеканием следующих процессов: спонтанное деление ядер урана и актиноидов, присутствующих в ОЯТ; протекание (α, n) реакций на ядрах кислорода, входящего в состав оксидного топлива; протекание (γ, n) реакций на ядрах урана и актиноидов, присутствующих в ОЯТ.

Таблица 1

Нейтронная активность отработавшего ядерного топлива

$A_{\alpha,n}(Z)$, нейтр./с-т(U)	$Q_{\text{сп}}(Z)$, нейтр./с-т(U)	$A_{\gamma,n}(Z)$, нейтр./с-т(U)	$Q_{\Sigma}(Z)$, нейтр./с-т(U)	Вклад (α , n) реакций, %	Вклад спонтанных делений, %	Вклад (γ , n) реакций, %	Z, МВт-сут/кг(U)
$3,56 \cdot 10^6$	$8,08 \cdot 10^5$	$5,87 \cdot 10^3$	$4,37 \cdot 10^6$	81,39	18,47	0,13	10
$9,29 \cdot 10^6$	$6,55 \cdot 10^6$	$1,17 \cdot 10^5$	$1,60 \cdot 10^7$	58,24	41,03	0,73	14
$1,90 \cdot 10^7$	$2,06 \cdot 10^7$	$3,83 \cdot 10^5$	$4,00 \cdot 10^7$	47,62	51,42	0,96	18
$3,37 \cdot 10^7$	$4,74 \cdot 10^7$	$8,88 \cdot 10^5$	$8,20 \cdot 10^7$	41,12	57,79	1,08	22
$5,43 \cdot 10^7$	$9,40 \cdot 10^7$	$1,75 \cdot 10^6$	$1,50 \cdot 10^8$	36,19	62,64	1,17	26
$8,16 \cdot 10^7$	$1,70 \cdot 10^8$	$3,14 \cdot 10^6$	$2,55 \cdot 10^8$	32,05	66,71	1,23	30
$1,17 \cdot 10^8$	$2,88 \cdot 10^8$	$5,29 \cdot 10^6$	$4,10 \cdot 10^8$	28,45	70,26	1,29	34
$1,60 \cdot 10^8$	$4,65 \cdot 10^8$	$8,49 \cdot 10^6$	$6,33 \cdot 10^8$	25,30	73,36	1,34	38
$2,13 \cdot 10^8$	$7,20 \cdot 10^8$	$1,31 \cdot 10^7$	$9,46 \cdot 10^8$	22,52	76,10	1,38	42
$2,76 \cdot 10^8$	$1,08 \cdot 10^9$	$1,95 \cdot 10^7$	$1,37 \cdot 10^9$	20,09	78,49	1,42	46
$3,50 \cdot 10^8$	$1,57 \cdot 10^9$	$2,84 \cdot 10^7$	$1,95 \cdot 10^9$	17,97	80,58	1,46	50
$4,60 \cdot 10^8$	$2,43 \cdot 10^9$	$4,37 \cdot 10^7$	$2,93 \cdot 10^9$	15,69	82,82	1,49	55

В табл. 1 использованы следующие обозначения: $A_{\alpha,n}(Z)$ – удельная нейтронная активность ОТВС, обусловленная протеканием (α , n) реакций на ядрах кислорода, входящего в состав оксидного топлива; $Q_{\text{сп}}(Z)$ – удельная нейтронная активность ОТВС, обусловленная спонтанным делением ядер урана и актиноидов, присутствующих в ОТВС; $A_{\gamma,n}(Z)$ – удельная нейтронная активность ОТВС, обусловленной протеканием (γ , n) реакций на ядрах урана и актиноидов; $Q_{\Sigma}(Z)$ – общая удельная нейтронная активность ОТВС; Z – глубина выгорания ядерного топлива.

ВЫВОДЫ

Анализ результатов расчетов позволил сформулировать следующие выводы:

1. При определении параметров нейтронного поля вблизи ОТВС существует необходимость расчета сечений (γ , n) реакций, протекающих на ядрах урана и актиноидов, присутствующих в ОЯТ.

2. Вклад (γ , n) реакции, идущей на ядрах урана и актиноидов, в результирующую нейтронную активность ОТВС составляет не более 2% при глубине выгорания 55 МВт-сут/кг(U) и начальном обогащении 4,4%.

3. Рост глубины выгорания приводит к росту интенсивности генерации нейтронов в ОЯТ в результате протекания следующих процессов: спонтанное деление ядер урана и актиноидов; протекание (α , n) реакции на ядрах кислорода, входящего в состав оксидного топлива; протекание (γ , n) реакции на ядрах урана и актиноидов, присутствующих в ОЯТ.

4. С ростом глубины выгорания интенсивность генерации нейтронов спонтанного деления в ОЯТ возрастает быстрее, чем альфа-активность образующихся актиноидов. В результате с ростом глубины выгорания вклад (α , n) реакции в общую нейтронную активность ОЯТ уменьшается от 81 до 16% при изменении глубины выгорания топлива реактора ВВЭР-1000 от 10 до 55 МВт-сут/кг(U) (начальное обогащение 4,4%).

5. Результирующая нейтронная активность ОТВС изменяется от $4,37 \cdot 10^6$ до $2,93 \cdot 10^9$ нейтр./с-т(U) при изменении глубины выгорания от 10 до 55 МВт-сут/кг(U) (начальное обогащение 4,4%).

Литература

1. Драгунов Ю.Г., Рыжов С.Б., Васильченко И.Н., Кобелев С.Н. Разработка и внедрение ТВС-2М для перспективных топливных циклов // Атомная энергия. – 2005. – Т. 99. – Вып. 6. – С. 432-437.
2. Коломцев Ю.В., Омельчук В.В., Пыткин Ю.Н., Андрушечко С.А., Голощапов С.Н., Попов Н.И., Авдеев В.А. Повышение эффективности топливоиспользования и совершенствование систем обращения с ядерным материалом на АЭС с ВВЭР-440. – СПб., 2000. – 232 с.
3. Горбачев В.М., Замятин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучения с ядрами тяжелых элементов и деление ядер: Справочник. – М.: Атомиздат, 1976. – 464 с.
4. Схемы распадов радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения: Публикация 38 МКРЗ (в 2 ч.). Ч. 2. Кн. 1 (пер. с англ.). – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 432 с.
5. Таблицы физических величин: Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1006 с.
6. Стародубцев С.В. Полное собрание научных трудов (в 6-ти т.). (Редколлегия – Б.П. Константинов – председатель; отв. ред. тома чл.-корр. АНУзССР Б. Бегжанов). Т.3 (кн. 3). Ядерная физика. Взаимодействие гамма-излучения с веществом. Ядерная спектроскопия. Нейтронная физика. – Т.3: «Фан», 1971. – 472 с.
7. Беденко С.В., Басаргин Е.Ю., Проскуряков К.Ю., Шелепов Е.Н. Интенсивности каналов формирования нейтронной активности отработавшего ядерного топлива как функции глубины выгорания / Четвертая молодежная научно-практическая конференция «Ядерно-промышленный комплекс Урала: проблемы и перспективы»: Тезисы докладов (Озерск, 18-20 апреля 2007). – Озерск: ФГУП «ПО «Маяк», 2007. – С. 161-163.
8. Дулин В.В., Забродская С.А. О вкладе (α, n) реакции в интенсивность нейтронного излучения двуокиси плутония // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2005. – №4.
9. Варламов В.В., Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. Сечения фотонейтронных реакций в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов / Препринт НИИЯФ МГУ 2003-2/715.
10. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Сидоренко В.Д. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 384 с.
11. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений: Справочник (4-е изд., перераб. и доп.). – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 494 с.
12. Сегре Э. Экспериментальная ядерная физика. Т. 2. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1955. – 493 с.

Поступила в редакцию 5.07.2007

УДК 621.039.5

Some Neutron-Physical and Thermo-Hydraulic Characteristics of Improved Facility MASTER \Yu.A. Kazansky, V.A. Levchenko, Yu.S. Yurev, V.A. Barshevtsev, V.A. Belugin, S.L. Dorokhov, A.A. Kazantsev, A.V. Levchenko, Yu.D. Levchenko, D.M. Titov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 10 pages, 4 tables, 7 illustrations. – References – 5 titles.

Current paper results in technical improvement of self-contained small power reactor MASTER for heat supply.

The main directions of the facility improvement are: decrease of uranium enrichment below 20% to satisfy the international requirements for non-proliferation of nuclear materials; increase of thermal power to reduce the cost of produced power; decrease of expensive beryllium content in the reactor core; application of innovative passive methods of power self-control during burnup.

Present feasibility study demonstrates much better neutron-physical and thermo-hydraulic characteristics of improved facility MASTER in comparison with previous variant [1].

УДК 621.039.56

Supercritical Light-Water Reactor with (Th-U)O₂ Fuel: How to Suppress Temperature Reactivity Coefficient \E.G. Kulikov, A.N. Shmelev, G.G. Kulikov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 9 pages, 8 tables, 2 illustrations. – References – 8 titles.

The search of ways to suppress temperature reactivity coefficient (TRC) in the central part of supercritical light-water reactors core is realized. It is proposed to add little amounts of ²⁴¹Am into the fuel: ²⁴¹Am is able to increase the values of TRC considerably. It is demonstrated the possibility to guarantee negative and not big in magnitude values of TRC in the whole supercritical light-water reactors core during entire campaign.

УДК 621.039.543.6

Neutron Radiation of Irradiated MOX-fuel with Different Burn up \I.V. Shamanin, P.M. Gavrilov, S.V. Bedenko, V.V. Martynov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 8 pages, 3 tables. – References – 10 titles.

All basic nucleus processes, which brings to forming the field of the neutron radiation of irradiated in reactor WWER-1000 MOX-fuel, are considered. Contributions of the spontaneous fissions, reactions (γ, n) and (α, n) occurring in the fuel matrix in to the total neutron radiation of irradiated fuel are determined. There are founded causes of significant differences between neutron radiation of irradiated standard and MOX-fuel when the same burn up.

УДК 621.039.543.6

Neutron Radiation of Spent Nuclear Fuel with Rised Burn-up \I.V. Shamanin, P.M. Gavrilov, S.V. Bedenko, V.V. Martynov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 7 pages, 1 table, 2 illustrations. – References – 12 titles.

Designs for the WWER-1000 spent fuel transportation container were made for a burn up degree no more then 40 MWd/kg. Even now burn up degree for the some spent fuel assemblies more then above mentioned. Activity of a spent fuel is increased with a burn up degree. But containers were designed with safety factor two for the gamma-irradiation. So there is no worry about radiation safety connected with this part of radiation from spent fuel. The α - and β -irradiations have much less penetrability than gamma one and could be ignored. But neutron irradiation degree is still a question and shielding from this type of radiation has to be proved.

All nuclear processes resulting to neutron generation within a spent fuel are examined. Total neutron intensity per weight unit of WWER-1000 spent fuel caused by (α, n) reactions, (γ, n) reactions and spontaneous fissions of uranium and transuranium nucleus proceeding were determined.

Contribution of (γ , n) reactions to entire neutron intensity of WWER-1000 spent fuel was estimated according with his burn-up degree.

УДК 621.039.542:536.24

Experimental Researches of Direct Contact Steam Generators Characteristics with Heavy Liquid Metal Heat-Carriers \A.V. Beznosov, T.A. Bokova, S.U. Savinov, P.A. Bokov, M.D. Zefirov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 10 pages, 8 illustrations. – References – 4 titles.

Experimental researches of direct contact lead and lead-bismuth heat-carriers steam generators elements characteristics are resulted.

The water-steam phase input and dispergation devices entered into liquid metal, formed bubbles sizes, the bubbles emersion speed, characteristics of heat exchange between liquid metal and bubbles were researched. Experiments were conducted under a range of lead and lead-bismuth eutectic temperatures 350-550°C; pressure of submitted water 0,2-8,0 MPa; forming bubble and the jet (torch) outflow charges of water up to 200 kg/h; durable liquid metal free surface steam loading up to 10,0 m³/m²h.

УДК 621.039.534

Numerical Modeling of Fragmentation in Liquid Media with Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) Method \A.P. Vorobev, V.I. Kriventsev, Qian Lin, Xuewu Cao; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 10 pages, 3 illustrations. – References – 10 titles.

An application of the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) method to liquid media fragmentation is demonstrated. Sample hydrodynamics problems are solved numerically. The detailed mathematical explanation of the method is given for non-viscous fluid approach while using artificial dissipative term applied in the Euler equation.

УДК 536.24.621.039.526

Natural Convection Specificity in Complex Loops \S.G. Kalyakin, Yu.P. Djusov, Yu.Yu. Shteyn, Yu.V. Klimanov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 10 pages, 1 table, 5 illustrations. – References – 10 titles.

Now the natural convection is of great interest for many researchers from the point of view its use in the systems of passive cooling and removal of residual heat from nuclear reactor core at accident situations. Due to it investigation of the natural convection specificity is rather actual and useful for the NPP safety validation.

In this paper the investigation of natural convection evolution dynamics in closed loop is presented and the character of flow parameters changing in dependence of different factors (heat generation intensity, loop geometry) is shown.

УДК 621.039.564

Choosing of Frequency Range for Thermocorrelation Flowmeter \B.V. Keadze, V.A. Shurupov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2008. – 7 pages, 1 table, 1 illustration. – References – 8 titles.

Thermocorrelation method is widely used at test facilities and reactors in particular for flow measurement in fuel subassemblies. The experiments at flow calibration rig and reactor loop using hardware and digital filters suggested strong dependence of booth systematic and statistical error from frequency range chosen. Some practical recommendations are given for different conditions with the aim to minimize total error.

УДК 532.542:621.181.6

The Reduce of VVERs Steam Generator Power Output due to Deposits on the Tubes \A.A. Lukyanov, V.B. Smykov, Yu.S. Yuriev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya