

НЕЙТРОННАЯ АКТИВНОСТЬ ОБЛУЧЕННОГО МОХ-ТОПЛИВА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ 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 облученного в реакторе ВВЭР-1000 МОХ-топлива. Определены вклады спонтанных делений, протекания реакций (γ, n) и (α, n) в топливной матрице в результирующую нейтронную активность. Установлены причины существенных отличий между нейтронной активностью отработавших стандартного и МОХ-топлива при идентичных значениях глубины выгорания.

СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ

В ходе ядерного разоружения в России и США высвобождаются значительные количества оружейных делящихся материалов – высокообогащенного урана и плутония. Кроме того, плутоний накапливается в активной зоне при работе любого энергетического реактора с урановым топливом. На сегодняшний день общее количество плутония, хранящегося в мире во всевозможных формах, оценивается в 1239 т, из которых 2/3 находится в отработавшем ядерном топливе (ОЯТ) АЭС. Этот запас плутония ежегодно возрастает на 50 т. Количество оружейного плутония было оценено в 270 т, из которых 150 т находится в странах бывшего Советского Союза [1]. Согласно подписанному в 2000 г. соглашению по обращению с оружейным плутонием, США и Россия должны утилизировать в течение последующих 20 лет по 34 т оружейного плутония [1, 2].

Высокообогащенный уран разбавляется обедненным или естественным ураном до принятых в энергетических реакторах уровней обогащения для получения стандартного реакторного топлива. На дальнейшее обращение с плутонием существуют две точки зрения. В США большинство экспертов склоняются к захоронению плутония в остеклованном виде, смешанного с высокоактивными отходами в глубоких геологических формациях. Россия, в лице Росатома, рассматривает плутоний в первую очередь как энергетический материал, который можно использовать в качестве топлива для АЭС. Что касается последнего варианта, то наиболее приемлемым считается смешанное уран-плутониевое топливо на базе диоксидов UO_2 и PuO_2 (Mixed-Oxide), так называемое МОХ-топливо [2].

Исследования, проводимые в настоящее время, а также накопленный в европейских странах опыт работы со смешанным уран-плутониевым топливом в легководных реакторах свидетельствуют о реальной возможности использования плутония в качестве топлива реактора ВВЭР-1000 [2].

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

Использование МОХ-топлива на АЭС с реакторами ВВЭР-1000 сопровождается рядом проблем. Одна из проблем связана с высокой активностью не только облученного, но и необлученного МОХ-топлива. Высокая активность необлученного МОХ-топлива обусловлена в основном изотопами плутония, которые являются источниками нейтронного и гамма-излучения [2]. В случае облученного МОХ-топлива перечень актиноидов, являющихся источниками нейтронного и гамма-излучения, более обширен и не ограничен смесью изотопов урана и плутония.

Характер и количественные характеристики изменений интенсивности гамма- и нейтронного излучения вблизи облученной МОХ-ТВС при различных глубинах выгорания представляют предмет исследований, конечной целью которых является определение требуемых мер по обеспечению радиационной и ядерной безопасности при обращении с облученными МОХ-ТВС.

Нейтронная активность облученного диоксида урана определена, например, в работах [3, 4], где ставится под сомнение возможности использования транспортного контейнера (ТК) серийной конструкции для обеспечения защиты от нейтронного излучения облученной ТВС при повышенных глубинах выгорания топлива. По этой причине вопросы защиты от нейтронного излучения облученного МОХ-топлива необходимо решать и в качестве самостоятельной задачи.

Целью данной работы являлось определение нейтронной активности облученного МОХ-топлива при различных глубинах выгорания.

Для выполнения инженерного расчета необходимо сформулировать физическую модель сборок с облученным МОХ-топливом. В разработанной модели отдельная МОХ-ТВС рассматривалась как глубоко подкритическая размножающая система, в объеме которой равномерно распределены источники нейтронов, образующихся по реакциям (γ, n) , (α, n) и в результате спонтанных делений ядер актиноидов.

ИСТОЧНИКИ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОВ В ОБЛУЧЕННОЙ МОХ-ТВС

Нейтроны в облученном МОХ-топливе образуются благодаря протеканию следующих ядерных реакций:

1) реакция (γ, n) – пороговая; для образования нейтронов по этому механизму необходимо наличие гамма-излучения высоких энергий (от 4 до 14 МэВ); выяснено, что высокоэнергетическая составляющая гамма-излучения присутствует при спонтанном делении ядер актиноидов в облученном топливе [3]; при определении параметров нейтронного поля вблизи облученной МОХ-ТВС расчет сечений (γ, n) реакций осуществлялся на ядрах актиноидов, присутствующих в облученном МОХ-топливе.

2) реакция (α, n) обусловлена наличием альфа-частиц, образующихся в результате радиоактивного распада ядер актиноидов, присутствующих в облученном топливе [3]; из всех ядер, входящих в состав облученной МОХ-ТВС, наиболее вероятно протекание (α, n) реакции на ядрах кислорода оксидного МОХ-топлива.

3) спонтанное деление ядер актиноидов, сопровождается испусканием нейтронов [3], основным источником которых будут являться ядра актиноидов, содержащихся в облученном МОХ-топливе.

УДЕЛЬНАЯ НЕЙТРОННАЯ АКТИВНОСТЬ ОБЛУЧЕННОЙ МОХ-ТВС

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

$$A_{\gamma, n}^j(Z) = A_k^j(Z) \cdot \frac{\sigma_i^{\gamma, n} N_i^{\text{соед}}(Z)}{\mu_j^{\text{соед}}(Z)}, \quad \frac{\text{нейтр}}{\text{с} \cdot \text{т(У-Пу)}} \quad (1)$$

где $A_k^\gamma(Z)$ – удельная интенсивность генерации гамма-квантов, испускаемых k -м нуклидом, γ -квант/(с·т(U–Pu)); $N_i^{\text{соед}}$ – концентрация ядер i -го нуклида, на которых идет (γ, n) реакция, в химическом соединении, см⁻³; $\sigma_i^{\gamma, n}$ – 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:

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

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

Коэффициент взаимодействия гамма-квантов для j -го химического соединения [5]:

$$\mu_j^{\text{соед}} = \sum_i \sigma_i N_i^{\text{соед}}(Z), \text{ см}^{-1}, \quad (3)$$

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 актиноидом, которое представляет собой сумму сечений фотоэффекта, комптоновского рассеяния, эффекта образования пар и фотоядерного эффекта, см⁻¹; $N_i^{\text{соед}}(Z)$ – концентрация ядер i -го актиноида в химическом соединении, см⁻³.

При расчете $A_k^\gamma(Z)$ считалось, что основными источниками гамма-квантов являются следующие спонтанно делящиеся актиноиды: ²³⁸Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴²Pu, ²⁴²Cm, ²⁴⁴Cm, ²⁴⁶Cm [4]. При расчете $A_{\gamma, n}^j(Z)$ считалось, что гамма-кванты взаимодействуют с диоксидами актиноидов.

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

Удельная интенсивность генерации нейтронов при спонтанном делении ядер i -го актиноида в общем виде определяется соотношением [3]:

$$Q_i^{\text{сп}}(Z) = C_i(Z) \cdot A_i^{\text{сп}} \cdot \nu_i^{\text{сп}}, \frac{\text{нейтр}}{\text{с} \cdot \text{т(U–Pu)}}, \quad (4)$$

где $C_i(Z)$ – концентрация ядер i -го спонтанно делящегося актиноида, г/т(U–Pu); $A_i^{\text{сп}}$ – интенсивность распада ядер i -го актиноида при спонтанном делении, дел./(г·с); $\nu_i^{\text{сп}}$ – число мгновенных нейтронов, которые образуются в одном акте спонтанного деления ядер i -го актиноида, нейтр.

Удельная нейтронная активность, обусловленная протеканием (α, n) реакций на ядрах кислорода для i -го актиноида, определяется соотношением [3]:

$$A_i^{\alpha, n}(Z) = 1,86 \cdot 10^{-7} \cdot Q_{\alpha, i}(Z) \cdot \frac{\text{нейтр}}{\text{с} \cdot \text{т(U–Pu)}}, \quad (5)$$

где $Q_{\alpha, i}(Z)$ – удельная α -активность i -го актиноида, α -частиц/(с·т(U–Pu)).

При расчете $Q_{\alpha, i}(Z)$ считалось, что основными источниками альфа-частиц являются следующие актиноиды: ²³⁸Pu, ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu, ²⁴¹Am, ²⁴²Cm, ²⁴⁴Cm [4].

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОБРАЗОВАНИЯ НУКЛИДОВ В МОХ-ТОПЛИВЕ РЕАКТОРА ВВЭР-1000

Из соотношений (1), (4) и (5) видно, что знание концентрации основных актиноидов в облученном МОХ-топливе позволит с удовлетворительной точностью определить вклад каждого актиноида в выход нейтронов за счет спонтанного деления, протекания реакций (γ, n) и (α, n) , а также найти результирующую нейтронную активность, обусловленную протеканием вышеперечисленных процессов.

Изменение концентрации (числа ядер) $N_i(t)$ нуклида i со временем (с выгоранием) описывается следующим дифференциальным уравнением [7]:

$$\frac{dN_i}{dt} = A_{i-1}^{(i)} N_{i-1}(t) - A_i N_i(t), \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (6)$$

где $A_{i-1}^{(i)}$ – скорость реакции образования нуклида i из $(i-1)$ -го нуклида, с^{-1} ; A_i – скорость реакции исчезновения нуклида i (выгорание и радиоактивный распад, если он присущ нуклиду i), с^{-1} .

Скорость реакции A_i определяется как доля ядер, вступивших в ядерную реакцию данного типа в единицу времени. Изменение концентрации данного нуклида определяется процессами радиоактивного распада и выгоранием. В соответствии с этим скорость реакции может быть записана в виде:

$$A_i = \lambda_i + \bar{\sigma}_i \Phi, \quad \text{с}^{-1}, \quad (7)$$

где λ_i – постоянная распада i -го нуклида, с^{-1} ; $\bar{\sigma}_i$ – усредненное по спектру нейтронов эффективное сечение, см^2 ; Φ – эффективная плотность потока тепловых нейтронов, нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Скорость реакции A_{i-1} определяется процессом выгорания $(i-1)$ -го нуклида с образованием нуклида i . Если процесс радиоактивного распада вносит существенный вклад в образование нуклида i , то уравнение (6) необходимо дополнить соответствующим членом.

В энергетических реакторах типа ВВЭР скорость и эффективные сечения реакции разбивают на две компоненты [7], одна из них соответствует тепловой, а вторая резонансной частям спектра.

Двухкомпонентное представление скорости реакций в твэлах имеет вид [7]:

$$a_i = \bar{\sigma}_i \Phi = (g_i^w \sigma_i^0 + \gamma I_i^0 \zeta_i) \Phi, \quad \text{с}^{-1}, \quad (8)$$

где σ_i^0 – сечение взаимодействия при энергии $E_0 = 0,0253$ эВ, см^2 ; g_i^w – фактор Вескотта, учитывающий возможное отклонение энергетической зависимости сечения от закона $1/v$ (v – скорость нейтрона); I_i^0 – резонансный интеграл от граничной энергии $E_{rp} = 0,5$ эВ, см^2 ; ζ_i – коэффициент блокировки резонансного интеграла; γ – коэффициент, характеризующий отношение плотностей потока нейтронов резонансной и тепловой частей спектра (жесткость спектра нейтронов).

В большинстве случаев значения g_i^w близки к единице. Значения сечения σ_i^0 и резонансного интеграла I_i^0 приведены в [8].

Жесткость спектра нейтронов для случая нескольких делящихся нуклидов может быть найдена по следующему соотношению [7]:

$$\gamma = \frac{v_f \sum_i \sigma_{fi} N_i}{\sum_i \xi_i N_i \sigma_{si}}, \quad (9)$$

где v_f – среднее число быстрых нейтронов на один акт деления, нейтр.;

$\Sigma_f = \sum_i \sigma_{fi} N_i$ – макроскопическое сечение деления, см^{-1} ; $\xi \Sigma_s = \sum_i \xi_i N_i \sigma_{si}$ – замедляющая способность среды, см^{-1} ;

В формуле (9) считается, что среднее число быстрых нейтронов на один акт деления ν_f одинаково для всех делящихся нуклидов.

При расчете коэффициента блокировки ζ_i резонансного интеграла предполагалось, что имеется один изолированный резонансный уровень классической формы, описываемый формулой Брейта-Вигнера. В этом случае ζ_i приближенно можно найти по соотношению [7]:

$$\zeta_i \approx \exp\left(-\frac{a}{2}\right) \left[I_0\left(\frac{a}{2}\right) + I_1\left(\frac{a}{2}\right) \right], \quad (10)$$

где I_0 и I_1 – модифицированные функции Бесселя; $a = \sigma_0(E_r)N_i\bar{l}$ – «оптический путь» нейтрона в рассматриваемом объеме; $\sigma_0(E_r)$ – значение сечения в максимуме резонанса, см²; N_i – концентрация ядер i -го нуклида в момент времени $t = 0$, см⁻³; \bar{l} – средняя геометрическая длина пробега нейтронов в объеме, см. Если резонансные нейтроны падают на сплошной блок изотропно, то \bar{l} определяется формулой [7]:

$$\bar{l} = 4V / S, \quad (11)$$

где V – объем блока; S – его поверхность. Для твэла радиусом R средняя геометрическая длина пробега нейтронов равна

$$\bar{l} = 2R. \quad (12)$$

Если изолированный резонансный уровень описывается формулой Брейта-Вигнера, тогда значение сечения в максимуме резонанса для нуклида может быть рассчитано по соотношению [8]:

$$\sigma_0(E_r) = 2,608 \cdot 10^6 \left(\frac{A+1}{A} \right)^2 \cdot \frac{g_r \cdot \Gamma_n \cdot \Gamma_\gamma}{\Gamma \cdot E_r \cdot \Gamma}, \text{ барн}, \quad (13)$$

где E_r – энергия максимума резонанса, эВ; Γ – полная полуширина уровня на половине его высоты, МэВ; Γ_γ – радиационная полуширина, МэВ; Γ_n – нейтронная полуширина, МэВ; g_r – статистический фактор.

Блокировка резонансного интеграла во всех нуклидах, кроме ²³⁸U, не учитывалась.

Эффективная плотность потока тепловых нейтронов в активной зоне ядерного реактора для случая нескольких делящихся нуклидов определяется соотношением:

$$\Phi = \frac{\bar{N}}{E_f \sum_i \sigma_{fi} N_i \cdot V_{(U-Pu)O_2}}, \text{ нейтр}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}), \quad (14)$$

где \bar{N} – тепловая мощность в реакторе, МВт; σ_{fi} – эффективное сечение деления i -го делящегося нуклида, рассчитанное согласно (8), см²; N_i – концентрация ядер i -го делящегося нуклида в момент времени $t = 0$, см⁻³; E_f – энергия деления одного ядра, МВт·с; $V_{(U-Pu)O_2}$ – объем, занимаемый топливом, см³.

В формуле (14) считается, что энергии деления E_f одинаковы для всех делящихся нуклидов.

Дифференциальные уравнения (6) записываются для всех n членов цепочки радиоактивных превращений и дополняются начальными условиями: при $t = 0$ должны быть заданы значения $N_i(t)$. Из соотношений (9), (10) и (14) следует, что скорости реакции постоянны, следовательно, система уравнений (6) линейна и ее решение может быть определено аналитически. Однако аналитические решения системы (6) громоздки и неудобны [9], поэтому данная система дифференциальных уравнений решалась численно методом Рунге-Кутты 4-го порядка с фиксированным шагом интегрирования.

Концентрация ядер i -го нуклида в эквивалентной ячейке определяется по соотношению [7]:

$$N_i = \frac{N_A \rho_i}{A_i} \omega_i, \text{ см}^{-3}, \quad (15)$$

где N_A – число Авогадро, моль⁻¹; ρ_i – плотность вещества, г/см³; A_i – атомная масса, г/моль; $\omega_i = V_i/V_{\text{яч}}$ – объемная доля i -го нуклида в эквивалентной ячейке,

$\sum_i \omega_i = 1$; V_i – объем, занимаемый i -м нуклидом в эквивалентной ячейке, см³; $V_{\text{яч}}$ – объем эквивалентной ячейки, см³.

При расчете концентраций предполагалось, что элементарная ячейка реактора ВВЭР аксиально симметрична: зона 1 – центральная, в которой расположено топливо (UO₂-PuO₂); зона 2 – циркониевая оболочка; зона 3 – теплоноситель (вода). Элементарная ячейка заменяется эквивалентной ячейкой. Размеры зон эквивалентной ячейки для реактора ВВЭР-1000 брались из [10], исходные ядерные концентрации нуклидов $N_i(0)$ рассчитывались по соотношению (15).

Исходная загрузка реактора ВВЭР-1000 МОХ-топливом, использованная в расчетах, приведена в табл. 1 [2].

Изотопная композиция плутония, входящего в состав топлива, представлена в табл. 2 [2].

Таблица 1

**Исходная загрузка
реактора ВВЭР-1000
МОХ-топливом**

(Pu-U)O ₂	
Масса топлива, т(U-Pu)	65,6
U-235, %	0,2
Pu, %	4,7

Таблица 2

Изотопная композиция плутония

Нуклид	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu
Содержание, %	0	94	5	1	0

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Параметры удельной нейтронной активности определены для облученного в реакторе ВВЭР-1000 МОХ-топлива после 180 сут выдержки.

Результаты расчета удельной нейтронной активности облученного МОХ-топлива приведены в табл. 3, где использованы следующие обозначения: $A_{\alpha,n}(Z)$ – удельная нейтронная активность, обусловленная протеканием (α, n) реакций на ядрах кислорода, входящего в состав облученного МОХ-топлива; $Q_{\text{сп}}(Z)$ – удельная нейтронная активность, обусловленная спонтанным делением ядер актиноидов, присутствующих в облученном МОХ-топливе; $A_{\gamma,n}(Z)$ – удельная нейтронная активность, обусловленная протеканием (γ, n) реакций на ядрах актиноидов, присутствующих в облученном МОХ-топливе; $Q_{\Sigma}(Z)$ – общая удельная нейтронная активность облученного МОХ-топлива; Z – глубина выгорания ядерного топлива.

Таблица 3

Нейтронная активность облученного МОХ-топлива

$A_{\alpha,n}(Z)$, нейтр/с·т	$Q_{\alpha,n}(Z)$, нейтр/с·т	$A_{\gamma,n}(Z)$, нейтр/с·т	$Q_{\gamma,n}(Z)$, нейтр/с·т	Вклад (α, n) реакций, %	Вклад сп.делений, %	Вклад (γ, n) реакций, %	Z , МВт·сут/кг
$3,45 \cdot 10^8$	$2,00 \cdot 10^6$	$9,82 \cdot 10^2$	$3,47 \cdot 10^8$	99,42	0,58	0,00	0
$2,67 \cdot 10^9$	$1,93 \cdot 10^8$	$3,42 \cdot 10^4$	$2,86 \cdot 10^9$	93,26	6,74	0,00	10
$5,87 \cdot 10^9$	$1,64 \cdot 10^9$	$3,50 \cdot 10^6$	$7,51 \cdot 10^9$	78,13	21,83	0,05	20
$8,96 \cdot 10^9$	$5,90 \cdot 10^9$	$1,83 \cdot 10^7$	$1,49 \cdot 10^{10}$	60,22	39,65	0,12	30
$1,18 \cdot 10^{10}$	$1,40 \cdot 10^{10}$	$6,18 \cdot 10^8$	$2,59 \cdot 10^{10}$	45,63	54,13	0,24	40
$1,45 \cdot 10^{10}$	$2,61 \cdot 10^{10}$	$1,66 \cdot 10^8$	$4,08 \cdot 10^{10}$	35,57	64,02	0,41	50
$1,58 \cdot 10^{10}$	$3,34 \cdot 10^{10}$	$2,55 \cdot 10^9$	$5,18 \cdot 10^{10}$	30,53	64,54	4,93	60

Результаты расчета нейтронной активности в табл. 3 нормированы на 1 т тяжелых металлов (U–Pu) начальной загрузки. Для перевода нейтронной активности на 1 т оксидного топлива (U–Pu)O₂ значения, приведенные в табл. 3, необходимо разделить на коэффициент $k = 1,14$.

ВЫВОДЫ

Анализ результатов расчетов позволил сформулировать следующие выводы.

1. Нейтронная активность необлученного МОХ-топлива составляет значительную величину, причем основная его доля определяется наличием и количеством изотопов плутония ²⁴⁰Pu и ²⁴¹Pu. Этого нельзя сказать про необлученный диоксид урана, нейтронная активность которого на порядок и более ниже [3] нейтронной активности необлученного МОХ-топлива. Как в случае необлученного МОХ-топлива, так и необлученного диоксида урана [3], основной вклад в выход нейтронов обусловлен протеканием (α, n) реакции на ядрах кислорода, входящего в состав оксидного топлива.

2. Вклад (γ, n) реакции, идущей на ядрах актиноидов, в результирующую нейтронную активность облученного МОХ-топлива составляет около 5%, в отличие от облученного диоксида урана, для которого вклад (γ, n) реакции не превышает 2% при глубине выгорания 60 МВт·сут/кг [3, 4]. Это обстоятельство объясняется тем, что источником высокоэнергетических гамма-квантов являются изотопы плутония и кюрия, которых в облученном МОХ-топливе значительно больше, чем в облученном диоксиде урана [3, 4].

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

4. С ростом глубины выгорания интенсивность генерации нейтронов спонтанного деления возрастает быстрее, чем альфа-активность образующихся актиноидов. В результате с ростом глубины выгорания вклад (α, n) реакции в общую нейтронную активность облученного МОХ-топлива уменьшается от 93 до 31% при изменении глубины выгорания топлива реактора ВВЭР-1000 от 10 МВт·сут/кг(U–Pu) до 60 МВт·сут/кг(U–Pu).

5. Результирующая нейтронная активность облученного МОХ-топлива изменяется от $3,47 \cdot 10^8$ до $5,16 \cdot 10^{10}$ нейтр./с·т(U–Pu) при изменении глубины выгорания от 10 до 60 МВт·сут/кг(U–Pu), что заметно больше нейтронной активности облученного диоксида урана при тех же глубинах выгорания [4].

Литература

1. Решетников Ф.Г. Проблема утилизации плутония в России / Материалы Международной конференции «Ядерное топливо для человечества» (Электросталь, октябрь 1998). – М.: Ядерное общество России, 1999. – С. 421–446.
2. Бойко В.И., Власов В.А., Жерин И.И., Шаманин И.В. и др. Торий в ядерном топливном цикле. – М.: Издательский дом «Руда и Металлы», 2006. – 360 с.
3. 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.
4. Беденко С.В., Гаврилов П.М., Мартынов В.В., Шаманин И.В. Нейтронная активность отработавшего ядерного топлива при повышенных глубинах выгорания / Физико–технические проблемы атомной энергетики и промышленности: Сборник тезисов докладов IV Международной научно–практической конференции. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2007. – С. 22–23.
5. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений: Справочник (4-е изд., перераб. и доп.). – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 494 с.
6. Беденко С.В., Мельников К.В., Шелепов Е.Н. Расчетно–экспериментальное определение сечений реакций (γ , n), протекающих в облученном ядерном топливе / 13–я Международная научно–практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Современная техника и технологии» (26–30 марта 2007 г.). Труды в 3 т. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2007. – Т.3. – С. 16–18.
7. Круглов А.К., Рудик А.П. Реакторное производство радиоактивных нуклидов. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 256 с.
8. Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Радиоактивный захват нейтронов: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 248 с.
9. Кривохатский А.С., Романов Ю.Ф. Получение трансурановых и актиноидных элементов при нейтронном облучении. – М.: Атомиздат, 1970. – 120 с.
10. Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П. Справочник по образованию нуклидов в ядерных реакторах. – М., 1989. – 575 с.

Поступила в редакцию 12.11.2007

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.