

УДК 621.039.543.6

## $(\alpha, n)$ -РЕАКЦИИ И ПОЛЕ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЛУЧЕННОГО КЕРАМИЧЕСКОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

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

Томский политехнический университет

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

E-mail: bedenko\_s@phtd.tpu.ru

Рассмотрены основные каналы формирования поля нейтронного излучения облученного керамического ядерного топлива. Показано, что значимым источником нейтронов в облученном топливе является  $(\alpha, n)$ -реакция, вызываемая альфа-частицами от распада Pu, Am и Cm, протекающая на легких ядрах, входящих в состав топлива. Получены количественные результаты по вкладам  $(\alpha, n)$ -реакций в общую интенсивность нейтронного излучения облученных керамических топлив  $UO_2$ , UC и UN. Проведен сравнительный анализ радиационных характеристик (нейтронной составляющей) этих видов топлива.

### Ключевые слова:

$(\alpha, n)$ -реакции, источники нейтронов в облученном керамическом ядерном топливе, интенсивность нейтронного излучения.

### Key words:

$(\alpha, n)$ -reactions, neutron source in irradiated ceramic nuclear fuel, neutron radiation intensity.

### Состояние исследований

Ввод в эксплуатацию новых видов топлива  $(U, Pu)O_2$ ,  $UN/(U-Pu)N$ ,  $UC/(U-Pu)C$  потребует разработку новых конструкций не только твэлов и тепловыделяющих сборок, но и транспортных контейнеров (ТУК) для транспортировки керамического облученного ядерного топлива (ОЯТ), имеющих иные защитные характеристики. Это вызвано тем, что радиационные характеристики облученных перспективных керамических урановых и уран-плутониевых соединений значительно отличаются от таковых для широко используемого в настоящее время оксидного уранового топлива. Последующее долговременное хранение и переработка ОЯТ требуют выработки рекомендаций по обращению с этими видами ОЯТ [1].

В связи с этим целью работы являлось определение нейтронной составляющей радиационных характеристик облученных  $UO_2$ , UC и UN.

Поле ионизирующего излучения ОЯТ формируется  $\gamma$ -квантами, нейтронами, возникающими в результате спонтанного деления ядер актиноидов, и нейтронами, образующимися в результате протекания  $(\alpha, n)$ - и  $(\gamma, n)$ -реакций. При обращении с ОЯТ для обеспечения радиационной безопасности в первую очередь решались задачи защиты от потоков высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов, так как интенсивность  $\gamma$ -излучения на несколько порядков выше интенсивности нейтронного излучения. По этой причине возможности транспортных средств, обеспечить защиту от  $\gamma$ -излучения для ОЯТ с повышенным уровнем выгорания пока не вызывают сомнений, так как согласно действовавшим нормативным требованиям [2] их проектирование выполнялось с коэффициентом запаса по защите от ионизирующего излучения, равным 2.

В современной ядерной технике, например, при производстве изотопных источников энергии

на основе  $\alpha$ -активных веществ, контроле плутония в водных растворах делящихся материалов или урана во фторидных соединениях, необходимо знать интенсивность, энергетический спектр нейтронов испускаемых в реакциях  $(\alpha, n)$ , и в ряде случаев проектировать биологическую защиту для снижения уровня дозовой нагрузки по нейтронам. Таким образом, несмотря на то, что  $(\alpha, n)$ -реакциях и является очень полезной при решении задач аналитического контроля делящихся веществ, она значительно усложняет радиационную обстановку при обращении с  $\alpha$ -активными материалами и в том числе с ОЯТ.

Анализ работ посвященных источникам нейтронов на различных стадиях ядерно-топливного цикла [3–7] показал, что дополнительным и значимым источником нейтронов в керамическом ОЯТ являются  $\alpha$ -n-нейтроны от реакции  $(\alpha, n)$  на ядрах кислорода и на некоторых легких ядрах-продуктах деления, вызываемые  $\alpha$ -частицами Pu, Am и Cm. В облученных ядерных топливных композициях  $UN/(U-Pu)N$  и  $UC/(U-Pu)C$  наиболее вероятно протекание  $(\alpha, n)$ -реакции на ядрах N и C.

Вклад  $(\alpha, n)$ -реакции в интенсивность нейтронного излучения облученного  $UO_2$  определен, например, в работах [6, 7]. Определен он также в работе [5] для облученной двуокиси плутония ( $PuO_2$ ). Опираясь на результаты этих экспериментально полученных данных [5], будет обоснован подход, предлагаемый в настоящей работе.

### Интенсивность нейтронного излучения, обусловленная протеканием $(\alpha, n)$ -реакций

Протекание  $(\alpha, n)$ -реакции наиболее вероятно на легких ядрах керамического топлива (O, C и N) и на некоторых легких ядрах-продуктов деления. Удельная интенсивность нейтронного излучения в результате  $(\alpha, n)$ -реакций определяется соотношением:

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

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

Выход нейтронов  $q_i^{\alpha,n}(E)$  [3, 7]:

$$q_i^{\alpha,n}(E) = q_i^{\alpha} \cdot n_j \int_{B_j}^{E_i} \frac{\sigma_j^{\alpha,n}(E)}{f_i(E)} dE, \text{ нейтр./с·г), (1)}$$

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

При расчете сечения ( $\alpha, n$ )-реакций применялась модель, учитывающая зависимость выхода ядерных реакций и массовой тормозной способности (ионизационные потери в среде) от энергии  $\alpha$ -частиц [8, 9]:

$$\sigma_j^{\alpha,n}(E) = \frac{1}{N_j} \cdot \frac{dY_j(E)}{dE} \cdot |f_j(E)|, \text{ см}^2, \quad (2)$$

где  $N_j$  – концентрация ядер на которых идет ( $\alpha, n$ )-реакция, см<sup>-3</sup>;  $Y_j(E)$  – выход нейтронов на одну  $\alpha$ -частицу;  $dY_j(E)/dE$  – производная от полуэмпирической функции  $Y(E)$ , МэВ<sup>-1</sup>;  $f(E) = (-dE/dx)$  – ионизационные потери энергии  $\alpha$ -частицы легких ядер, МэВ/см.

Выход нейтронов  $Y_j(E)$  определяется в соответствии с полуэмпирической формулой Г.В. Горшкова [10]. Для азота в доступных источниках такой зависимости найдено не было, поэтому функция  $Y(E)$ , а также первая производная от этой функции определена путем аппроксимации имеющихся в библиотеке экспериментальных ядерных данных EXFOR значений о выходе нейтронов.

Средняя энергия  $\alpha$ -частиц  $i$ -го актиноида:

$$E_i = \frac{\sum_{i=1}^n E_{\alpha_i} \cdot I_{\alpha_i}}{\sum_{i=1}^n I_{\alpha_i}}, \text{ МэВ,}$$

где  $n$  – полное число энергетических групп  $\alpha$ -частиц для данного актиноида;  $E_{\alpha_i}$  – средняя энергия  $\alpha$ -частиц  $i$ -ой группы;  $I_{\alpha_i}$  – абсолютная интенсивность  $\alpha$ -частиц  $i$ -ой группы.

Ионизационные потери (релятивистские эффекты отсутствуют) энергии  $\alpha$ -частицы в простом веществе, состоящем из одного химического элемента (формула Бете-Блоха) [9]:

$$\frac{1}{\rho} \left| \frac{dE}{dx} \right| = 0,30711 \frac{z^2 \cdot Z}{\beta^2 \cdot A} \ln \frac{2 \cdot m_e v^2}{I}, \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{г}, \quad (3)$$

где  $Z$  – порядковый номер атомов вещества;  $z$  – порядковый номер падающей частицы;  $m_e$  – масса

электрона;  $c$  – скорость света;  $\beta = v/c$  ( $v$  – скорость частицы);  $I \approx 13,5Z \text{ эВ}$  – средний потенциал ионизации атомов вещества с порядковым номером  $Z$ , эВ.

Для расчета ионизационных потерь в сложном веществе  $f_i(E)$  необходимо в (3) вместо среднего потенциала ионизации  $I$  подставить его усредненную величину, равную

$$\ln \bar{I} = \sum \omega_i \ln I_i,$$

где  $\omega_i = n_i Z_i / \sum n_i Z_i$  ( $n_i$  – концентрация атомов  $i$ -го элемента), и вместо  $Z/A = \sum n_i Z_i / \sum n_i A_i$ .

Расчётные значения эффективных сечений ( $\alpha, n$ )-реакций найденные по соотношению (2) удовлетворительно согласуются (~18...20 %) с экспериментально определенными значениями. Например, для углерода зависимость выхода от энергии  $\alpha$ -частиц имеет вид:  $Y(E) = 3,32 \cdot 10^{-11} \cdot E^{4,86}$  [10]. При  $E_{\alpha} = 5,304 \text{ МэВ}$  ( $^{210}\text{Po}$ )  $Y = 11,3$  нейтрон на  $10^6$   $\alpha$ -частиц,  $dY(5,304)/dE = 1,01 \cdot 10^{-7}$ , а значит, расчётное значение эффективного сечения ( $\alpha, n$ )-реакции на ядрах углерода равно  $\sigma_{\alpha,n} = 1,56 \text{ мб}$ . Экспериментальное значение:

$$\sigma_{\alpha,n} = {}^{12}\delta \sigma_{\alpha,n}({}^{12}\text{C}) + {}^{13}\delta \sigma_{\alpha,n}({}^{13}\text{C}) = 0,9889 \cdot 0 + 0,011 \cdot 156 \text{ мб} = 1,72 \text{ мб} [11].$$

#### Образование нейтронов по каналу спонтанного деления

Спонтанное деление ядер актиноидов, сопровождающееся испусканием нейтронов. Удельная интенсивность нейтронного излучения при спонтанном делении ядер актиноидов:

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

где  $A_i^{\text{сп}}$  – интенсивность распада, дел./г·с;  $v_i^{\text{сп}}$  – число мгновенных нейтронов, которые образуются по каналу спонтанного деления.

#### Образование нейтронов в ОЯТ при протекании ( $\alpha, n$ )-реакций

Для образования нейтронов по этому механизму необходимо наличие  $\gamma$ -излучения высоких энергий (от 4 до 14 МэВ). Источниками  $\gamma$ -излучения в ОЯТ являются процессы  $\beta$ -распада продуктов деления и активации, а также  $\alpha$ -распада и спонтанного деления ядер урана и образующихся в ходе облучения изотопов актиноидов.

Удельная интенсивность нейтронного излучения, обусловленная протеканием ( $\gamma, n$ )-реакции определяется соотношением вида:

$$Q_j^{\gamma,n}(Z) = A_k^{\gamma}(Z) \cdot \sigma_j^{\gamma,n} N_i(Z) / \mu_j(Z), \text{ нейтр./с·г,}$$

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

Расчет сечения ( $\gamma, n$ )-реакций основан на использовании боровского механизма при описании образования промежуточного ядра с последующим вылетом частиц-продуктов [12–14].

$$\sigma_i^{\gamma,n} = \sigma_{0i}^{\gamma,n} (\Gamma_i/2)^2 (E_{0i}/E_i)^{1/2} / ((E_i - E_{0i})^2 + (\Gamma_i/2)^2),$$

где  $\sigma_{0i}$  – максимальное значение сечения резонанса  $i$ -го актиноида;  $\Gamma_i$  – полуширина резонанса  $i$ -го актиноида;  $E_{0i}$  – энергия максимума резонанса  $i$ -го актиноида.

Положение максимума может быть удовлетворительно описано соотношением [13]:

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

где  $A_i$  – атомная масса  $i$ -го нуклида.

Полуширина резонанса удовлетворительно описывается с помощью соотношения [13, 14]:

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

Ниже на рисунке приведены расчетные (авторы) и экспериментальные [14] значения сечений.

Точность определения сечения ( $\gamma, n$ )-реакций вблизи резонанса находится в пределах от 3 до 40 %.

### Результаты расчетов

Расчет проводился для ОЯТ реактора ВВЭР-1000, работающего на перспективных урановых топливах. Результаты расчета нейтронной составляющей приведены для трех основных режимов облучения ОЯТ (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  $\omega_U$  в топливе. Для оксидного топлива  $\omega_U = 0,88$ , для карбидного и нитридного – 0,95 и 0,94 соответственно.

Для обоснования применимости предложенной расчетно-экспериментальной методики, а также для оценки точности полученных в работе результатов, была определена доля выхода  $\alpha$ - $n$ -нейтронов ( $Q_{\alpha,n}/Q_{\text{сп}}$ ) из  $\text{PuO}_2$ . Методика экспериментального определения  $Q_{\alpha,n}/Q_{\text{сп}}$ , разработанная в ФЭИ им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск, основана на ис-

пользовании метода Росси- $\alpha$  (метод нейтрон-нейтронных совпадений) [6]. Измерения проводились на двух различных установках. В одной установке использовалось два высокоэффективных счетчика медленных нейтронов ( $^3\text{He}$ -счетчик), а в другой установке – три сцинтилляционных детектора быстрых нейтронов на основе кристаллов стиблена. Доля выхода  $\alpha$ - $n$ -нейтронов определялась для  $\text{PuO}_2$  с тремя различными изотопными составами. Ниже приведены результаты расчетов  $Q_{\alpha,n}/Q_{\text{сп}}$  (по предложенной в настоящей работе процедуре расчета) для одного из образцов  $\text{PuO}_2$  массой 28,37 г и обогащением 67,59 % по  $^{239}\text{Pu}$ , изотопная композиция которого приведена в табл. 2 [6].

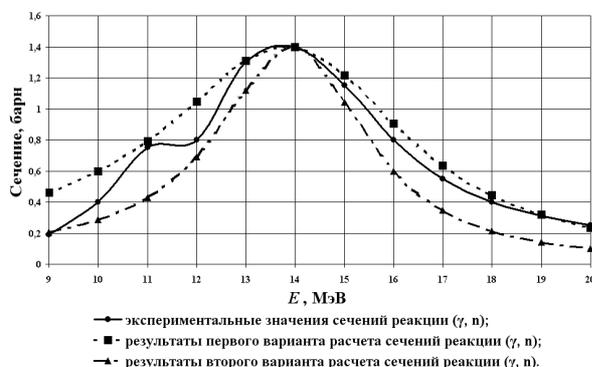
**Таблица 1.** Интенсивность нейтронного излучения керамического ОЯТ  $Q$ , нейтр./с.т

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

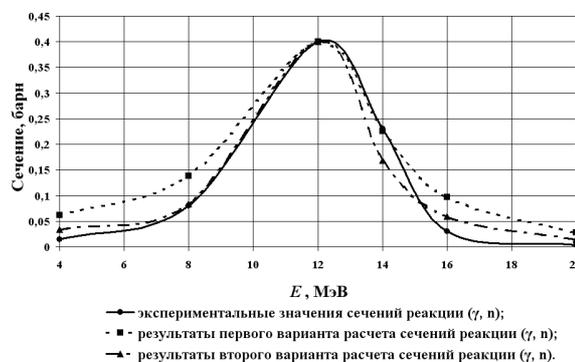
**Таблица 2.** Изотопная композиция образца двуокиси плутония в пересчете на металл

Изотопы	<sup>238</sup> Pu	<sup>239</sup> Pu	<sup>240</sup> Pu	<sup>241</sup> Pu	<sup>242</sup> Pu	<sup>241</sup> Am
Содержание, мас. %	0,59	67,59	21,32	4,29	2,67	3,54

В табл. 3 приведены массы актиноидов в образце  $\text{PuO}_2$ , удельный выход нейтронов из актиноидов по реакции ( $\alpha, n$ ); выход нейтронов по каналу спонтанного деления; доля выхода  $\alpha$ - $n$ -нейтронов.



а



б

**Рисунок.** Расчетные (авторы) и экспериментальные значения сечений реакции ( $\gamma, n$ ) на ядрах: а)  $^{235}\text{U}$  и б)  $^{238}\text{U}$

Авторами работы по экспериментальному определению  $Q_{\alpha,n}/Q_{\text{сп}}$  показано, что результаты, полученные с помощью  $^3\text{He}$ -счётчика, более надёжны. Поэтому в качестве результирующих экспериментальных данных, с которыми сравнивались полученные в работе расчетные значения, взяты значения методики с  $^3\text{He}$ -счётчиками.

**Таблица 3.** Радиационные характеристики двуокиси плутония (по данным табл. 2)

Нуклид	$m_i, \text{г}$	$q_i^{\alpha,n}, \text{нейтр./с.г}$	$Q_i^{\alpha,n}, \text{нейтр./с}$	$Q_i^{\alpha,n}, \text{нейтр./с}$	Эксперимент, $Q_{\text{сп}}/Q_{\text{сп}}$	Расчет, $Q_{\text{сп}}/Q_{\text{сп}}$
$^{238}\text{Pu}$	0,06	$1,35 \cdot 10^4$	$7,66 \cdot 10^2$	$1,45 \cdot 10^2$	0,65±0,02 – $^3\text{He}$ -счётчик	0,75 (авторы) 0,816 – CARE 0,872 – ORIGEN
$^{239}\text{Pu}$	19,22	$3,40 \cdot 10^1$	$6,53 \cdot 10^2$	0,538		
$^{240}\text{Pu}$	4,14	$1,27 \cdot 10^2$	$5,25 \cdot 10^2$	0,365		
$^{241}\text{Pu}$	0,56	1,10	0,614	0,00		
$^{242}\text{Pu}$	0,25	1,63	0,410	$4,29 \cdot 10^2$		
$^{241}\text{Am}$	0,46	$2,66 \cdot 10^3$	$1,23 \cdot 10^3$	0,665		
Сумма	24,68	–	$3,17 \cdot 10^3$	$4,23 \cdot 10^3$	–	–

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ма Б.М. Материалы ядерных энергетических установок. Пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 408 с.
2. Правила безопасности при транспортировании радиоактивных материалов НП-053-04. Введено в действие 5 января 2005.
3. Фролов В.В. Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ. – М.: Атомиздат, 1980. – 128 с.
4. Буланенко В.И., Фролов В.В., Центер Э.М. Расчетная оценка выхода нейтронов ( $\alpha, n$ )-реакции для многокомпонентных сред // Атомная энергия. – 1982. – Т. 53. – № 3. – С. 160–168.
5. West D., Sherwood A.C. Measurements of Thick-Target ( $\alpha, n$ ) Yields from Light Elements. Ann. // Nucl. Energy. – 1982. – V. 9. – P. 551–577.
6. Дулин В.В., Забродская С.А. О вкладе ( $\alpha, n$ ) реакции в интенсивность нейтронного излучения двуокиси плутония // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2005. – № 4. – С. 18–24.
7. Буланенко В.И. О выходе нейтронов ( $\alpha, n$ )-реакции на кислороде // Атомная энергия. – 1979. – Т. 47. – № 1. – С. 28–30.
8. Шаманин И.В., Беденко С.В., Мартынов В.В. Оценка вклада реакции ( $\alpha, n$ ) в нейтронную активность ОТВС реактора ВВЭР-1000 // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2007. – Т. 3. – № 2. – С. 40–47.
9. Сегре Э. Экспериментальная ядерная физика. Т. 2. – М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1955. – 493 с.

Полученные по представленной в работе расчетной методике данные с точностью не хуже 16...18 % совпадают с экспериментальными значениями (см. табл. 3, [3]), а также с результатами расчетов с помощью прецизионных программ, таких как CARE и ORIGEN(SCALE) и являются основой для дальнейших исследований.

### Выводы

1. Исследованы радиационные характеристики облучённых керамических урановых топлив  $\text{UO}_2, \text{UC}, \text{UN}$ .
2. Предложена методика определения значений микросечений ( $\alpha, n$ )-реакций на легких ядрах с погрешностью не выше 18...20 %.
3. Показано, что значимым источником нейтронов в исследованных материалах является ( $\alpha, n$ )-реакция на ядрах O, C и N, вызываемая  $\alpha$ -частицами от распада Pu, Am и Cm.
4. Показаны преимущества использования в ядерно-топливном цикле смешанного нитридного топлива (U-Pu)N.

10. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. – Киев: Наукова думка, 1975. – 415 с.
11. Bair J.R., Haas F.X. Total Neutron Yield from the Reaction  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  and  $^{17,18}\text{O}(\alpha, n)^{20,21}\text{Ne}$  // Phys. Rev. C. – 1973. – V. 7. – № 4. – P. 1356–1364.
12. Беденко С.В., Мельников К.В., Шелепов Е.Н. Расчетно-экспериментальное определение сечений ( $\gamma, n$ )-реакций, протекающих в ОЯТ // Современные техника и технологии: Труды XIII Междунар. научно-практ. конф. студентов, аспирантов и молодых ученых. – Томск, 26–30 марта 2007. – Томск: ТПУ, 2007. – 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., Беденко С.В., Гуменных Э.А., Белошицкий К.А. Разработка концепции универсального транспортного контейнера для облученного ядерного топлива, обеспечивающего возможность изменения массогабаритных и защитных параметров под конкретные условия // Ядерная энергетика республики Казахстан. ЯЭ-2008: Матер. Междунар. конф. – Курчатова, 11–13 июня, 2008. – С. 119–120.

Поступила 30.06.2009 г.