

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ДВУМЯ ЭФФЕКТИВНЫМИ ОСКОЛКАМИ. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Ю.В. Волков, О.Б. Дугинов

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*



Разработана модель для описания процессов взаимодействия нейтронов с осколками деления путем представления осколков двумя эффективными нуклидами. Предложена методика ранжирования нуклидов по их влиянию на нейтронный баланс и определения параметров эффективных осколков.

ВВЕДЕНИЕ

Поисковые исследования в области расчета реакторов и ядерных топливных циклов в большинстве случаев требуют большого объема нейтронно-физических расчетов. Поэтому актуальна задача разработки физически обоснованных моделей и алгоритмов, позволяющих сократить объем расчетов и время, затрачиваемое на предварительную подготовку данных, сохраняя при этом точность вычислений. Эти модели должны быть основаны на современных математических методах и знаниях о процессах и явлениях. Использование физических подходов к построению моделей значительно уменьшает неопределенности расчетов.

Сокращение времени, затрачиваемого на предварительные расчеты, может быть достигнуто, если отказаться от детального учета всех изотопов и ядерных реакций, и рассматривать только наиболее значимые нуклиды и реакции. Например, при проведении проектных расчетов выгорания топлива наибольший интерес вызывает эволюция тех нуклидов, которые вносят наибольший вклад в нейтронный баланс реактора. Очевидно, что к таким нуклидам, в первую очередь, будут относиться тяжелые нуклиды, способные к делению – уран, торий, плутоний и другие актиниды. Помимо них, в общей сложности, может быть выделено еще около 20-30 осколков деления. Остальные осколки деления и нуклиды, образующиеся при их ядерных превращениях, могут трактоваться как один или несколько так называемых эффективных осколков [1-3]. В статье описаны методы и алгоритмы, позволяющие рассчитать параметры этих эффективных осколков в случае, когда осколков два.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НУКЛИДОВ С НЕЙТРОНАМИ

Для того, чтобы провести аппроксимацию процессов взаимодействия нейтронов с осколками деления путем введения в рассмотрение эффективных осколков, необходимо определить, какие нуклиды будут учитываться отдельно и из каких нук-

лидов сформированы эти эффективные осколки. Для отбора наиболее значимых для нейтронного баланса нуклидов нужно знать некоторые количественные характеристики процессов взаимодействия осколков деления с нейтронами. В дальнейшем эти характеристики послужат основой для выработки критериев отбора нуклидов. Очевидно, что для решения задачи такого рода необходимо, по возможности, тщательно изучить и проанализировать кинетику нуклидных превращений.

В [4] описана модель межизотопных переходов, построенная на основе теории марковских процессов с доходами [5]. Разработанные алгоритмы позволяют найти вклад каждого осколка в нейтронный баланс.

Скорость взаимодействия i -го осколка с нейтронами можно определить как

$$R_i(t) = n_i^+(t) - n_i^-(t), \quad (1)$$

где $n^+(t)$ – число нейтронов, которые генерируются осколком в единицу времени; $n^-(t)$ – число нейтронов, которые поглощаются осколком в единицу времени.

Если $R_i(t) > 0$, то в момент времени t осколок вносит положительный вклад в нейтронный баланс (нейтронов рождается больше, чем поглощается), если $R_i(t) < 0$ – отрицательный. Суммарный вклад осколка в нейтронный баланс (разность между числом рожденных и поглощенных осколком нейтронов за время t) определим следующим образом:

$$v_i(t) = \int_0^t R_i(x) dx. \quad (2)$$

Следует заметить, что величины R_i и v_i , за исключением предшественников запаздывающих нейтронов, отрицательны.

Вклады наиболее значимых осколков деления в процесс поглощения нейтронов в единице объема топлива (далее – в топливе) реактора ВВЭР-1000 приведены на рис. 1. Остальные, незначимые нуклиды были объединены в эффективный осколок. Данные нормированы на одно ядро тяжелого нуклида.

Относительную эффективность всех нуклидов одного сорта для нейтронного баланса будем оценивать по следующему критерию:

$$I_i(t) = \frac{v_i(t)}{\sum_{k=1}^N v_k(t)}, \quad (3)$$

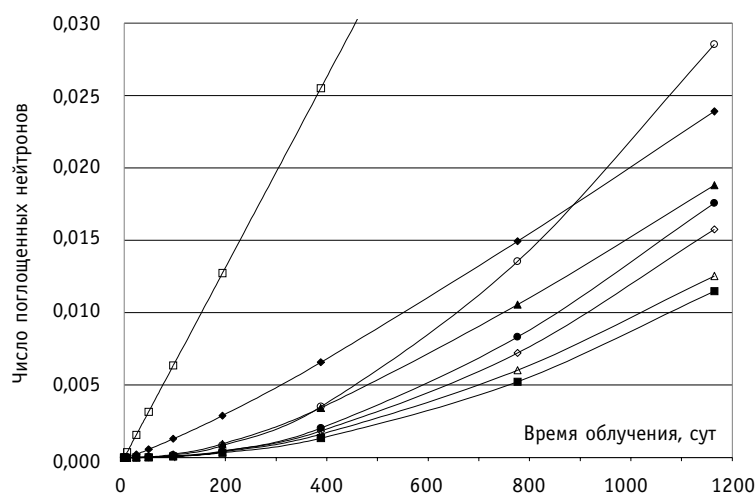


Рис. 1. Вклад наиболее значимых нуклидов в процесс поглощения нейтронов в топливе реактора ВВЭР-1000: \blacksquare ^{99}Tc ; \bullet ^{103}Rh ; \triangle ^{131}Xe ; \diamond ^{135}Xe ; \diamond ^{133}Cs ; \ominus ^{143}Nd ; \blacktriangle ^{147}Pm ; \blacklozenge ^{149}Sm

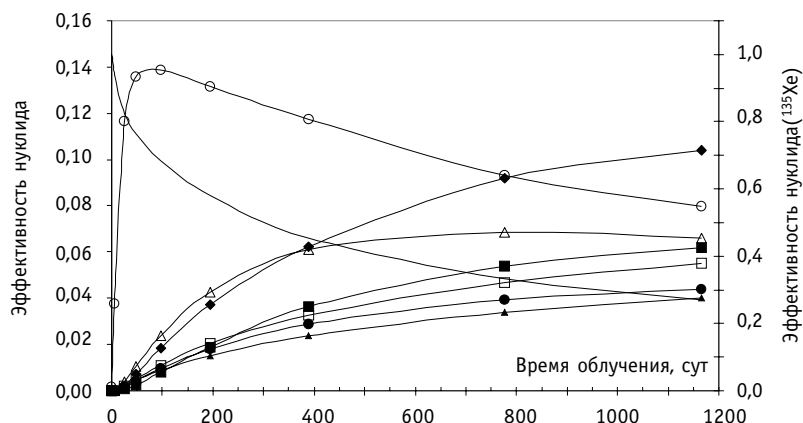


Рис. 2. Эффективность наиболее значимых осколков деления для процесса поглощения в топливе теплового реактора: \triangle ^{99}Tc ; \blacksquare ^{103}Rh ; \bullet ^{131}Xe ; \square ^{133}Cs ; \blacklozenge ^{143}Nd ; \triangle ^{147}Pm ; \circ ^{149}Sm ; \blacksquare ^{135}Xe

где $v_i(t)$ – вклад i -го осколка в нейтронный баланс.

В качестве примера на рис. 2 приведены эффективности отдельных нуклидов для процесса поглощения нейтронов в топливе.

Определим среднее значение эффективности $I_i(t)$ для i -го нуклида на интервале времени $[T_1, T_2]$ следующим образом:

$$\bar{I}_i = \frac{1}{T_2 - T_1} \cdot \int_{T_1}^{T_2} I_i(t) dt. \quad (4)$$

В табл. 1 осколки проранжированы в соответствии со средней эффективностью на различных интервалах времени.

Видно, что из более чем 800 осколков деления можно выделить восемь нуклидов, которые обладают средней суммарной эффективностью за кампанию топлива равной 0,8. Остальные нуклиды по отдельности не оказывают заметного влияния на нейтронный баланс.

Аналогично поглощению нейтронов осколками можно рассмотреть и процессы рождения.

Таблица 1

Эффективность осколков деления для процесса поглощения нейтронов

	1-й год облучения		2-й год облучения		3-й год облучения		Весь период облучения (3 года)	
	нуклид	\bar{I}	Нуклид	\bar{I}	нуклид	\bar{I}	нуклид	\bar{I}
1	^{135}Xe	0.612	^{135}Xe	0.393	^{135}Xe	0.3	^{135}Xe	0.435
2	^{149}Sm	0.125	^{149}Sm	0.107	^{143}Nd	0.094	^{149}Sm	0.108
3	^{147}Pm	0.037	^{143}Nd	0.075	^{149}Sm	0.09	^{143}Nd	0.068
4	^{143}Nd	0.034	^{147}Pm	0.065	^{147}Pm	0.067	^{147}Pm	0.056
5	^{133}Cs	0.018	^{103}Rh	0.045	^{103}Rh	0.058	^{103}Rh	0.04
6	^{103}Rh	0.017	^{133}Cs	0.04	^{133}Cs	0.051	^{133}Cs	0.036
7	^{131}Xe	0.016	^{131}Xe	0.034	^{131}Xe	0.042	^{131}Xe	0.031
8	^{99}Tc	0.014	^{99}Tc	0.029	^{99}Tc	0.037	^{99}Tc	0.027
Суммарная эффективность		0.873	0.788		0.74		0.8	
Эффективный осколок		0.127	0.212		0.26		0.2	

Таблица 2

**Эффективность осколков деления
для процесса рождения нейтронов**

Нуклид	T _{1/2} , сек	Выход при делении, %		Эффективность ($\bar{\nu}$) нуклида
		Независимый	Кумулятивный	
⁹⁴ Rb	2.69	1.57	1.65	0.142
¹³⁷ I	24.25	2.62	3.07	0.13
⁸⁹ Br	4.37	1.04	1.08	0.073
⁸⁸ Br	16.7	1.39	1.78	0.064
⁹⁹ Y	1.45	1.95	2.08	0.061
¹³⁹ I	39.5	0.77	0.78	0.06
⁹⁰ Br	1.96	0.55	0.57	0.053
⁹³ Rb	5.85	3.07	3.55	0.045
⁹⁵ Rb	0.4	0.76	0.78	0.043
⁹⁷ Y	1.11	1.57	4.90	0.041
¹⁴⁰ I	0.59	0.14	0.15	0.038
⁸⁷ Br	55.5	1.27	2.04	0.036
Остальные предшественники (81 нуклид)				0.214

Окончательно, в результате ранжирования всех осколков деления по их эффективностям для нейтронного баланса с учетом процессов рождения и поглощения, определяются нуклиды, которые мы в дальнейшем будем учитывать отдельно и нуклиды, из которых будем формировать эффективные осколки деления.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭФФЕКТИВНЫХ ОСКОЛКОВ

Как показывает анализ характеристик взаимодействия с нейтронами нуклидов, которые не рассматриваются отдельно, а объединяются в эффективные осколки, эти нуклиды можно разбить на две группы – которые достигают своей равновесной концентрации и не достигают. За трехлетнюю кампанию топлива равновесной концентрации достигают не более 10% осколков деления, формирующих эффективные осколки. Как правило, это происходит в течение первых 100-150 сут облучения для поглощающих нуклидов и одних суток для ядер-предшественников запаздывающих нейтронов. В течение первых 100 сут облучения нуклиды, достигающие равновесной концентрации, обеспечивают до 60% взаимодействий, приходящихся на образующие эффективные осколки нуклиды.

Очевидно, что нуклид должен обладать большим сечением поглощения или постоянной распада, чтобы достигнуть равновесной концентрации за такое короткое время. Таким образом, введем один эффективный осколок, описывающий взаимодействие с нейтронами нуклидов, которые за 100-150 сут достигают равновесной концентрации (это и поглотители, и предшественники запаздывающих нейтронов), а другой осколок – нуклиды, которые за 100-150 сут не достигают равновесной концентрации.

Применение двух эффективных осколков обусловлено тем, что одним осколком затруднительно одновременно с хорошей точностью описать изменение вклада в баланс нейтронов в течение всей кампании топлива.

При объединении нуклидов в эффективные осколки все данные о цепочках меженуклидных превращений теряются. Для того, чтобы учесть возможность появления отобранных нуклидов как непосредственно при делении, так и в результате распада материнского ядра и, следовательно, его предшественников в цепочке радиоактивного распада и нейтронных реакций используются данные по кумулятивным выходам осколков.

Схема меженуклидных переходов с учетом эффективных осколков приведена на рис. 3.

Сумма независимых выходов эффективных осколков равна 2 минус сумма кумулятивных выходов значимых осколков. Здесь нужно выполнить следующее условие – сумма кумулятивных выходов отобранных осколков должна быть меньше, чем два.

Эффективные осколки состоят из большого числа нуклидов, у которых нейтронные сечения и постоянные распада варьируются в широких пределах. В общем случае скорость взаимодействия с нейтронами эффективного осколка будет зависеть от изотопного состава нуклидов, его образующих.

Скорость взаимодействия с нейтронами первого эффективного осколка деления (см. пояснения к рис. 3) определяется следующим образом:

$$R_{\text{ЭО1}}(t) = \sigma_f \Phi \cdot g_{\text{ЭО1}} \cdot (1 - \exp(-D_{\text{ЭО1}} t)), \quad (5)$$

где

$$D_{\text{ЭО1}} = \begin{cases} \Phi \sigma_{\text{ЭО1}} & \text{если на заданном интервале времени } R_{\text{ЭО1}}(t) < 0; \\ \lambda_{\text{ЭО1}} & \text{если } R_{\text{ЭО1}}(t) < 0 \end{cases};$$

Φ – плотность потока нейтронов, $1/\text{см}^2 \cdot \text{с}$; $g_{\text{ЭО1}}$ – независимый выход первого эффективного осколка; $\sigma_{\text{ЭО1}}$ – сечение поглощения первого эффективного осколка, барн; σ_f – сечение деления тяжелого нуклида, барн; $\lambda_{\text{ЭО1}}$ – постоянная n -распада первого эффективного осколка, $1/\text{с}$.

В зависимости от знака функции $R_{\text{ЭО1}}(t)$ первый эффективный осколок является либо поглотителем нейтронов, либо предшественником запаздывающих нейтронов.

Так как этот осколок формируется из нуклидов, которые достаточно быстро достигают равновесной концентрации (в течение 100 сут), то потребуем, чтобы

$$\exp(-D_{\text{ЭО1}} t) \approx 0, \quad t = 100 \text{ сут}. \quad (6)$$

Тогда скорость взаимодействия с нейтронами в состоянии равновесия концентрации будет зависеть только от непосредственного выхода осколка при делении.

Из выражения (6) находится параметр $D_{\text{ЭО1}}$ первого эффективного осколка. Зная расчетное значение $R_{\text{ЭО1}}(t)_{\text{расчет}} \approx \text{const}$ в состоянии равновесия, находим из (5) непосредственный выход при делении первого эффективного осколка деления

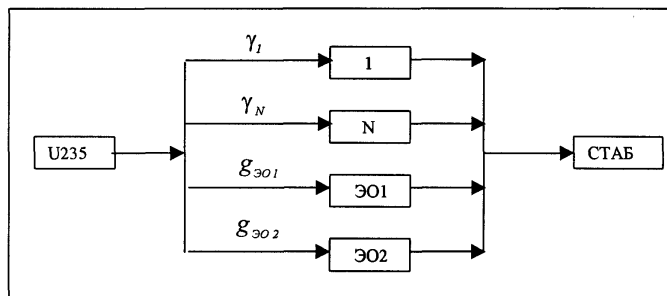


Рис. 3. Схема меженуклидных переходов с учетом эффективных осколков: U235 – делящийся нуклид; 1, 2, ..., N – нуклиды, отобранные как наиболее значимые для нейтронного баланса; ЭО – эффективный осколок (1 – из нуклидов, достигающих равновесной концентрации за время облучения; 2 – из нуклидов, не достигающих равновесной концентрации); СТАБ – стабильный нуклид; g – независимый выход нуклида при делении; γ – кумулятивный выход нуклида при делении

$$|g_{\text{эо1}}| = \frac{R_{\text{эо1}}(t)_{\text{расчет}}}{\sigma_f \Phi}. \quad (7)$$

Непосредственный выход второго эффективного осколка тогда будет определяться как:

$$g_{\text{эо2}} = 2 - g_{\text{эо1}} - \sum_{i=1}^N \gamma_i, \quad (8)$$

где $\sum_{i=1}^N \gamma_i$ – сумма кумулятивных выходов осколков деления, которые рассматриваются отдельно и не входят в эффективные осколки.

Для построенной схемы межнуклидных переходов с учетом эффективных осколков аналитическая зависимость вклада в баланс нейтронов (разность между числом рожденных и поглощенных нейтронов за время t) двух эффективных осколков имеет вид:

$$v(t)_{\text{модель}} = r_{\text{эо1}} \cdot \left[g_{\text{эо1}} \sigma_f \Phi t - \frac{g_{\text{эо1}} \sigma_f \Phi t}{D_{\text{эо1}}} (1 - \exp(-D_{\text{эо1}} t)) \right] + \\ + r_{\text{эо1}} \cdot \left[g_{\text{эо2}} \sigma_f \Phi t - \frac{g_{\text{эо2}} \sigma_f \Phi t}{\sigma_{\text{эо2}}} (1 - \exp(-\Phi \sigma_{\text{эо2}} t)) \right], \quad (9)$$

где $r_{\text{эо1}}=1$, если $R_{\text{эо1}}(t) > 0$ (при исчезновении осколка образуется один нейтрон); $r_{\text{эо1}}=-1$, если $R_{\text{эо1}}(t) < 0$ (при исчезновении осколка исчезает один нейтрон); $r_{\text{эо2}}=-1$.

Выражение (9) для двух эффективных осколков должно аппроксимировать расчетные значения для суммы вкладов в нейтронный баланс всех входящих в эффективные осколки нуклидов. Единственным неизвестным, которое входит в это выражение, является $\sigma_{\text{эо2}}$. Имеем:

$$v(t)_{\text{расчет}} = v(t, \sigma_{\text{эо2}})_{\text{модель}}, \quad (10)$$

где $\sigma_{\text{эо2}}$ – параметр, подлежащий подбору методом наименьших квадратов для наилучшего сглаживания расчетных и модельных результатов.

Поскольку $\sigma_{\text{эо2}}$ входит в это выражение нелинейно, то задача определения $\sigma_{\text{эо2}}$ решается следующим образом [6]. Зададимся рядом значений $\sigma_{\text{эо2}}$ и для каждого из них найдем сумму квадратов отклонений $v(t)_{\text{расчет}}$ от $v(t, \sigma_{\text{эо2}})_{\text{модель}}$. Эта сумма квадратов есть некоторая функция $\sigma_{\text{эо2}}$:

$$\sum (\sigma_{\text{эо2}}) = \sum_{i=1}^m [v(t)_{\text{расчет}} - v(t, \sigma_{\text{эо2}})_{\text{модель}}]^2, \quad (11)$$

где $\sigma_{\text{эо2}}=(0, 0.01, 0.02, 0.03, \dots, 50) \cdot 10^{-24}$; m – число реперных точек.

Оптимальное значение $\sigma_{\text{эо2}}$ определяется из минимума выражения (11).

Приближенно можно определить заряд и массу эффективного осколка:

$$Z_{\text{эо}} = \sum_{i=1}^N Z_i^{\text{оск}} \cdot g_i^{\text{оск}}, \quad A_{\text{эо}} = \sum_{i=1}^N A_i^{\text{оск}} \cdot g_i^{\text{оск}},$$

где Z – заряд ядра; A – масса ядра; g – непосредственный выход при делении; N – количество нуклидов, формирующих эффективный осколок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана возможность отбора из большого числа осколков деления тех нуклидов, которые оказывают наибольшее влияние на нейтронный баланс. Учитываются не только процессы поглощения, но и процессы рождения нейтронов. На основе полученных количественных характеристик процесса взаимодействия ядер с нейтронами предложена методика определения параметров эффективных осколков.

Литература

1. Галанин А.Д. Аппроксимация поглощения нейтронов продуктами деления одним эффективным осколком//Атомная энергия. – 1981. - Т. 50. - Вып. 1. - С. 3-6.
2. Цибуля А.М., Кочетков А.Л., Кравченко И.В., Николаев М.Н. К описанию поглощения нейтронов в продуктах деления путем введения псевдоосколков//Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. – 1985. - № 4. - С. 71-82
3. Trkov A., Aldama D.L. Definition of the pseudo fission product data for reactor calculations Proceeding of Nuclear Energy in Central Europe '99 – Portoroz, Slovenia, 6-9 September, 1999, pp. 57-62. <http://www.rcp.ijs.si/~wlup/documents/port99.doc>
4. Волков Ю.В., Дугинов О.Б. Марковская цепь с доходами для выбора наиболее значимых осколков деления. Общая модель//Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. - № 2. – С. 90-97.
5. Ховард. Р. Динамическое программирование и марковские процессы. - М.: Сов. радио, 1964.
6. Вентцель Е.С. Теория вероятностей: Учеб. для вузов.– М.: Высш. шк., 1999.

Поступила в редакцию 25.11.2003

Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 4 pages, 4 illustration, 1 table. – References 4 titles.

Ultrasonic converters developed for the automated device for the control of taps pipelines 300-800 millimeters in diameter submitted in the given work. The ultrasonic converters prisms design allows to fix a direction of irradiation of a reference reflector of control sample. The layer of attenuation fluctuations provides an optimum combination of a signal/handicap ratio and resolution. The method of transition matrixes is applied for account of the attenuation fluctuations and intermediate layer.

УДК 502.3

Results of Radioecological Expedition on Territory 30-Kilometer Zone of Chernobyl Nuclear Power Plant and Twelve Regions of Russia, Ukraine and Byelorussia in August 1986 \V.K. Oleynik, I.I. Kryshev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 4 tables. – References 12 titles.

The results of radioecological expedition on territory 30-kilometer zone of Chernobyl Nuclear Power Plant and twelve regions of Russia, Ukraine and Byelorussia in August 1986 are presented. The experimental data are given on content of artificial radionuclides (Cs-137, Cs-134, Ru-103, Ru-106, Zr-95, Ce-144, Ce-141) and natural radionuclide K-40 in components aquatic and terrestrial ecosystem: algae, mollusca, fish, water, bottom sediments, mosses, needle of pine, grass and soil. The estimates of dose rates to components of natural biota are performed on the base of obtained experimental data.

УДК 621.039.5.001.57

Method for Description of Fission Fragments by Two Pseudo-Fission Fragments. Theoretical Model \Yu.V. Volkov, O.B. Duginov; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 3 illustration, 2 tables. – References 6 titles.

The model for description of neutron-fission fragments interactions by two pseudo-fission fragments is developed. The methods for ranking of isotopes according to their impact to the neutron balance and determination of the pseudo-fission fragments parameters has been proposed.

УДК 621.039.5.001.57

Elementary Theory of the Ring Nuclear Reactor (Stability of the Ring Reactor) \Yu.V. Volkov, G.Ya. Rumiantsev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 2 illustration, 1 table. – References 4 titles.

Simulators of the ring nuclear reactors are considered in this paper. Influence of geometric parameters of ring configuration on stability of neutron field under distortion is investigated.

УДК 621.039.51

Simulation of Slow Neutron's Transport for TRIGA Reactor \Yu.A. Korovin, A.A. Travleev; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 7 pages, 4 illustration, 1 table. – References 10 titles.

The utilization of TRIGA fuel type reactor within a TRADE project requires a detailed analysis of neutron-physics characteristics of the TRIGA core. One of important features of TRIGA fuel – a presence of a moderator – hydrogen in the fuel meat leads to strong negative reactivity feedback. A hydrogen is in the form of zirconium hydride, and a neutron spectrum in the fuel is affected strongly by chemical binding of hydrogen and neighboring atoms in zirconium hydride.

Calculations of multiplication coefficient performed in this work with the help of MCNP code show the importance of taking into account binding effects for some materials used in TRIGA core. Recent evaluations of thermal data for hydrogen in water and in zirconium hydride are reviewed. Some differences in cross-sections from different evaluations are discovered, and an impact of these differences to the multiplication coefficient are displayed.

УДК 621.039.5.001.4

On Possibility of Production ^{242m}Am in the Special Installations \A.L. Kochetkov, Yu.A. Kazansky, V.A. Levchenko, I.P. Matveenko; Editorial board of journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika" (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2004. – 8 pages, 6 illustration, 2 tables. – References 8 titles.