

сийского фонда фундаментальных исследований (проект № 13-08-91156-ГФЕН_а) и Государственного фонда естественных наук Китая (проект № 112111045).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Whitely S.** Review of the gas centrifuge until 1962. Part 1. Principles of separation physics. — *Rev. Mod. Phys.*, 1984, v. 56, № 1, p. 41—46.
2. **Cohen K.** The Theory of Isotope Separation as Applied to Large-Scale Production of U-235. NY: Mc-Craw-Hill, 1951. 156 p.
3. **Wood H., Borisevich V.D., Sulaberidze G.A.** On a criterion efficiency for multi-isotope mixture separation. — *Sep. Sci. Technol.*, 1999, v. 34(3), p. 343—357.
4. **Колокольцов Н.А., Лагунцов Н.И.** К теории каскадов с произвольным обогащением на ступени. — *Атомная энергия*, 1969, т. 27, вып. 6, с. 560—561.
5. **Olander D.** Design of ideal cascades of gas centrifuges with variable separation factors. — *Nucl. Sci. Engng*, 1976, v. 60, p. 241—434.
6. **Yamamoto I., Kanagawa A.** Separation power of ideal cascade with variable separation factors. — *J. Nucl. Sci. Technol.*, 1978, v. 15, p. 426—432.
7. **Herbst R., McCandless E.** No-mix and ideal separation cascades. — *Sep. Sci. Technol.*, 1994, v. 29, p. 2215—2226.
8. **Палкин В.А.** Оптимизация каскада при произвольно заданных коэффициентах разделения ступеней. — *Атомная энергия*, 1997, т. 82, вып. 4, с. 295—301.
9. **Song T., Zeng S.** On the optimity of separation cascade for a binary and a multicomponent case. — In: *Proc. 9th Intern. Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases SPLG'2006*. Beijing, China, 2006, p. 132—143.
10. **Sulaberidze G.A., Borisevich V.D., Morin P.B., Wood H.** On ideal and optimum cascades for separation of binary isotope mixtures. — In: *Proc. 8th Intern. Workshop of Separation Phenomena in Liquids and Gases SPLG'2003*. USA, ORNL, 2003.
11. **Borisevich V.D., Sulaberidze G.A., Wood H.** The theory of isotope separation in cascade: problems and solutions. — *Ars Separ. Acta*, 2003, № 2, p. 107—124.
12. **Norouzi A., Minuchehr A.H., Zolfaghari F., Hagighat-tab A.** Parameters optimization of a countercurrent cascade based on using a real coded algorithm. — *Sep. Sci. Technol.*, 2011, v. 46, p. 2223—2230.
13. **Палкин В.А., Фролов Е.С.** Неоптимальные свойства идеального каскада с симметричными ступенями. — *Атомная энергия*, 2005, т. 99, вып. 3, с. 184—190.

Поступила в Редакцию 06.03.13

УДК 53.082.79

ПРИМЕНЕНИЕ CdTe-ДЕТЕКТОРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОБОГАЩЕНИЯ УРАНА ПО γ - И РЕНТГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ЭНЕРГИЕЙ 89—100 кэВ

Бродский С.М. (ОАО «НИИТФА», г. Москва)

Количественное определение обогащения урана изотопом ^{235}U является одной из наиболее часто используемых аналитических операций при производстве ядерного топлива, учете и контроле ядерных материалов. В последние годы успешно развиваются методы неразрушающего контроля обогащения урана, в том числе основанные на спектрометрии γ - и рентгеновского излучения, сопровождающего распад изотопов урана [1—3].

Один из таких методов заключается в регистрации с помощью сцинтилляционного детектора γ -излучения с ограниченной поверхности анализируемого образца, определении скорости счета в пике полного поглощения энергией 185,7 кэВ и нахождении обогащения по заданной градуировочной характеристике [4, 5]. Для градуировки спектрометра необходимы стандартные образцы с известным обогащением, причем геометрия измерений должна

быть идентичной для стандартных и анализируемых образцов. В тех случаях, когда нет требуемых стандартных образцов или невозможно создать одинаковые условия измерений стандартных и анализируемых образцов, применяют методы, основанные на анализе спектров фотонного излучения в диапазоне энергии 89—100 кэВ [3, 6—8]. В этой области энергии находятся многочисленные линии γ - и рентгеновского излучения, образующегося при распаде ^{235}U и ^{238}U . Отношение содержания ^{235}U и ^{238}U определяют по отношению скоростей счета в близких по энергии пиках, относящихся к разным изотопам.

Скорость счета $I(E_i)$ в пике полного поглощения произвольной линии i энергией E_i в спектре фотонного излучения связана с числом атомов N соответствующего изотопа урана, находящегося в состоянии радиоактивного равновесия с дочерними радионуклидами, соотношением

$$I(E_i) = G t(E_i) \varepsilon(E_i) y(E_i) \lambda N,$$

где G — геометрический фактор; $t(E_i)$ — ослабление излучения при прохождении от точки образования до детектора; $\varepsilon(E_i)$, $y(E_i)$ — эффективность регистрации детектора и квантовый выход на один акт распада исходного изотопа урана для линии i соответственно; λ — постоянная распада изотопа урана.

Для образца, толщина которого значительно превышает длину свободного пробега фотонов энергией E_i , поправка на самоослабление обратно пропорциональна массовому коэффициенту $\mu(E_i)$ ослабления излучения веществом образца [9], и связь отношения m_1/m_2 массового содержания изотопов с массовым числом A_1 и A_2 с отношением скоростей счета в соответствующих пиках энергией E_i и E_j можно представить в виде

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{I(E_i) \mu(E_i) \varepsilon(E_j) y(E_j) \lambda_2 A_1}{I(E_j) \mu(E_j) \varepsilon(E_i) y(E_i) \lambda_1 A_2}, \quad (1)$$

где λ_1 , λ_2 — постоянные распада изотопов 1 и 2.

В формулу (1) не входит геометрический фактор, вместо абсолютных массовых коэффициентов ослабления и эффективности регистрации используются их отношения, которые для близкой энергии E_i и E_j незначительно отличаются от единицы и мало влияют на результаты измерений. Поэтому нет необходимости в воспроизведении одинаковой геометрии измерений и не требуется применять стандартные образцы для градуировки. Для высокой точности определения обогащения скорость счета $I(E_i)$ и $I(E_j)$ должна быть измерена с минимальной погрешностью. Вследствие сложной структуры спектра в области энергии 89—100 кэВ и наличия большого числа перекрывающихся пиков необходимо применять для регистрации детекторы с высоким энергетическим разрешением и проводить математическую обработку измеренных спектров путем аппроксимации формы пиков аналитическими функциями для нахождения скоростей счета в пиках, по которым определяют обогащение урана. Планарные детекторы из высокочистого германия с номинальным разрешением 550 эВ на линии 122 кэВ обеспечивают абсолютную погрешность 0,5% при измерении обогащения в пределах 0,5—70% [3, 7, 8, 10]. Детекторы на основе широкозонных полупро-

водниковых материалов CdTe и CdZnTe обладают примерно вдвое большим энергетическим разрешением, форма пика полного поглощения фотонного излучения имеет сильно выраженную асимметрию в виде «хвоста» с низкоэнергетической стороны пика, причем его вклад в общую площадь пика быстро возрастает с увеличением энергии, начиная с 70—80 кэВ. Недостаточное энергетическое разрешение и сложная форма пика затрудняют обработку спектров и приводят к значительному ухудшению точности определения обогащения урана [11, 12].

В настоящей работе для анализа спектров предлагается использовать новый вид функции отклика, полученной с учетом особенностей формы пиков γ - и рентгеновского излучения, которое регистрируют CdTe-детектором.

Моделирование спектров. Выбранная для аппроксимации формы пика функция состоит из нескольких компонентов. Вклад статистических флуктуаций, обусловленных процессами образования электронно-дырочных пар, и шумов электроники, используемой для обработки импульсов от детектора, описывается функцией Гаусса от энергии E

$$G(E) = H_G \exp[-(E - E_0)^2 / (2\sigma^2)],$$

где H_G , σ — высота и стандартное отклонение гауссианы соответственно; E_0 — энергия линии фотонного излучения. Влияние неполного сбора заряда в детекторе учитывается введением суммы трех составляющих: двух функций вида

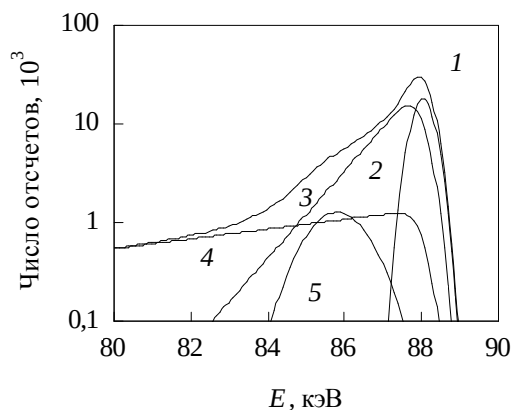
$$T_i(E) = \frac{1}{2} H_i \exp[\alpha_i(E - E_0) + \alpha_i \sigma^2 / 2] \times \\ \times \operatorname{erfc}\left(\frac{E - E_0}{\sigma\sqrt{2}} + \frac{\alpha_i \sigma}{\sqrt{2}}\right), \quad i = 1, 2$$

и дополнительной гауссианы

$$G_A = H_A \exp[-(E - E_A)^2 / (2u^2 \sigma^2)],$$

где H_i , α_i — высота и наклон функции $T_i(E)$ соответственно; H_A , $u\sigma$, E_A — высота, стандартное отклонение и положение центра гауссианы G_A соответственно. На рис. 1 показаны компоненты функции, описывающей форму пика при регистрации CdTe-детектором моноэнергетических фотонов.

Каждая функция $T_i(E)$ является сверткой экспоненциальной функции $H_i \exp[\alpha_i(E - E_0)]$



Р и с. 1. Функция отклика CdTe-детектора (1) и ее составляющие: основная гауссиана (2), быстро- (3) и медленно-спадающий экспоненциальный «хвост» (4), дополнительная гауссиана (5)

и гауссианы $G(E)$ с единичной площадью, т.е. с высотой $H_G = (\sigma\sqrt{2\pi})^{-1}$, поэтому отношение площади S_i функции $T_i(E)$ к площади S_G основной гауссианы

$$S_i/S_G = (H_i/H_G)/(\sqrt{2\pi}\sigma\alpha_i).$$

Полная площадь S пика равна сумме площадей всех составляющих

$$S = S_G \left[1 + \sum_{i=1}^2 (H_i/H_G)/(\sqrt{2\pi}\sigma\alpha_i) + (H_A/H_G)u \right].$$

Энергия связана с номером n канала многоканального анализатора соотношением

$$E = p_1 + p_2 n,$$

стандартное отклонение основной гауссианы

$$\sigma = (p_3 + p_4 E_0)^{1/2},$$

где p_1 — p_4 — параметры, которые вместе с высотой H_G основной гауссианы для каждого пика и коэффициентами полинома, описывающего непрерывное фоновое распределение под пиками, определяются в процессе аппроксимации измеренного спектра. Другие параметры — α_i , H_i/H_G , E_A , H_A/H_G фиксированные, заданы соответствующими линейными функциями энергии E_0 центра основной гауссианы. Параметр H_A/H_G для пиков рентгеновского излучения, форма которых отличается от формы пиков γ -излучения, дополнительно умножают на постоянный коэффициент.

Все линии γ - и рентгеновского излучения в диапазоне 89—100 кэВ разделены на три группы. К первой относятся линии ^{235}U и радио-

нуклидов, образующихся в результате его распада, к второй — ^{238}U и его дочерних продуктов. Третью группу образуют линии характеристического рентгеновского излучения урана, сопровождающего распад ^{238}U и ионизацию K -оболочек атомов урана собственным фотонным излучением, в основном, γ -излучением ^{235}U энергией выше энергии K -края поглощения урана. Энергия, механизм образования и квантовый выход всех линий фотонного излучения приведены в табл. 1. Для линий γ - и рентгеновского излучения, входящих в первые две группы, отношение площадей соответствующих пиков в каждой группе предварительно определяют с использованием данных о квантовом выходе, массовом коэффициенте ослабления излучения материалом образца, эффективности регистрации детектора, которые в процессе аппроксимации не изменяются.

Т а б л и ц а 1. Характеристики γ - и рентгеновского излучения ^{235}U и ^{238}U в состоянии радиоактивного равновесия с продуктами распада

E , кэВ	Процесс образования	Квантовый выход, % [8]
93,35	$^{235}\text{U} \rightarrow \text{Th } K\alpha_1 (X)$	5,22
89,95	$^{235}\text{U} \rightarrow ^{231}\text{Th } (\gamma)$	0,97
89,96	$^{235}\text{U} \rightarrow \text{Th } K\alpha_2 (X)$	3,17
92,29	$^{235}\text{U} \rightarrow \text{Pa } K\alpha_2 (X)$	0,451
95,89	$^{235}\text{U} \rightarrow \text{Pa } K\alpha_1 (X)$	0,776
96,35	$^{235}\text{U } (\gamma)$	0,047
99,35	$^{235}\text{U} \rightarrow ^{231}\text{Th } (\gamma)$	0,14
92,37	$^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Th } (\gamma)$	2,52
92,29	$^{238}\text{U} \rightarrow \text{Pa } K\alpha_2 (X)$	0,0255
92,79	$^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{Th } (\gamma)$	2,50
95,89	$^{238}\text{U} \rightarrow \text{Pa } K\alpha_1 (X)$	0,0433
98,43	Самовозбуждение $\text{U } K\alpha_1 (X)$	100*
94,65	Самовозбуждение $\text{U } K\alpha_2 (X)$	61,6*

*Относительный квантовый выход.

В качестве математической модели спектра выбраны сумма функций

$$F(E) = G(E) + T_1(E) + T_2(E) + G_A(E),$$

описывающих форму пиков, и полинома заданной степени, характеризующего фоновое излучение. Оптимальные нефиксированные пара-

метры, в том числе коэффициенты полинома находили нелинейным методом наименьших квадратов, основанным на применении алгоритма Левенберга—Марквардта [13] для минимизации взвешенной суммы квадратов разностей между измеренным числом отсчетов z_i в канале с номером i спектра и функцией $f(i)$, описывающей спектр:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[z_i - f(i)]^2}{z_i},$$

где суммирование проводится по всем каналам участка спектра в области энергии 89—100 кэВ. Качество аппроксимации оценивали по отношению $\chi^2/(n - m)$, где n — число каналов в выделенной области спектра; m — число нефиксированных параметров.

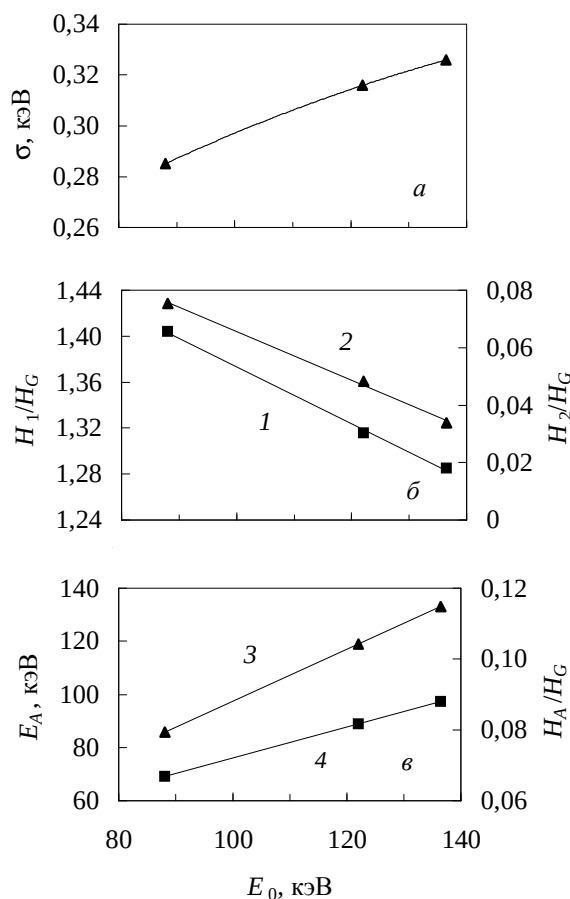
Для вычисления отношения содержания изотопов ^{238}U и ^{235}U по формуле (1) использовали отношения площадей пиков энергией 92,37 и 93,35 кэВ. Массовый коэффициент ослабления взят из базы данных [14], эффективность регистрации рассчитана в соответствии со сведениями о конструкции детектора, предоставленными изготовителем.

Экспериментальные результаты. Измерения проводили с помощью детектора XR-100T-CdTe (Amptek, США), имеющего структуру диода Шоттки. Кристалл CdTe площадью 5×5 мм и толщиной 1 мм вместе с двухкаскадным холодильником Пельтье располагался в герметичном металлическом корпусе с бериллиевым окном толщиной 100 мкм. Температура детектора во время измерений поддерживалась постоянной и составляла 240 К. Высокое напряжение смещения было установлено равным 700 В. Сигналы от предусилителя обрабатывались цифровым импульсным процессором PX4, формирующим импульс в форме трапеции со временем нарастания и спада 3,2 мкс и плоской вершиной длительностью 0,4 мкс. Импульсный процессор выполнял также функции многоканального анализатора и передавал данные в форме спектра в персональный компьютер для дальнейшей обработки информации. Энергетическое разрешение спектрометра составляло 1,1 кэВ на линии 122 кэВ.

Для нахождения зависимости фиксированных параметров рассмотренной модели от энергии измерены спектры образцовых источников

γ -излучения ^{109}Cd (линия 88,037 кэВ) и ^{57}Co (линии 122,06 и 136,47 кэВ). Обработка спектров показала, что параметры u , α_i можно считать постоянными для линий γ -излучения в рассматриваемом диапазоне энергии, для остальных параметров зависимость от энергии E_0 показана на рис. 2. Данные об изменении стандартного отклонения σ в зависимости от энергии E_0 центра основной гауссианы аппроксимируются выбранной функцией, относительная высота обеих функций $T_1(E)$ и $T_2(E)$ уменьшается, разность между энергией центров основной и дополнительной гауссианы возрастает с увеличением энергии E_0 .

Анализируемые образцы с аттестованным обогащением были изготовлены из диоксида урана в форме таблеток высотой 10 мм, диаметр таблетки обогащением 0,4% равен 13 мм, остальных таблеток — 5,9 мм. Во всех образцах отношение содержания ^{234}U и ^{235}U не превыша-

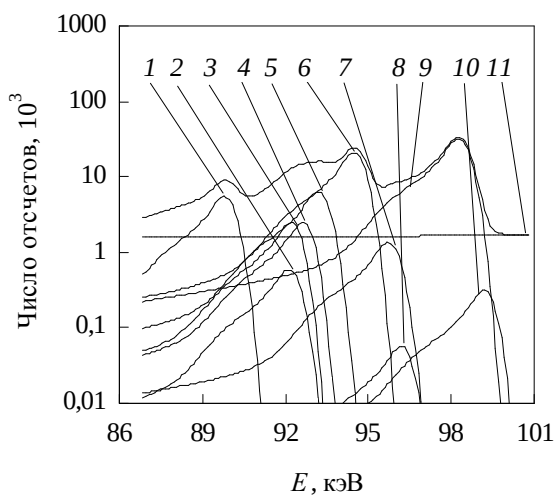


Р и с. 2. Зависимость параметров функции отклика CdTe-детектора от энергии линии фотонного излучения: стандартного отклонения основной гауссианы σ (а), относительной высоты экспоненциальных «хвостов» H_1/H_G (1), H_2/H_G (2) (б), энергии центра (3) и относительной высоты дополнительной гауссианы H_A/H_G (4) (в)

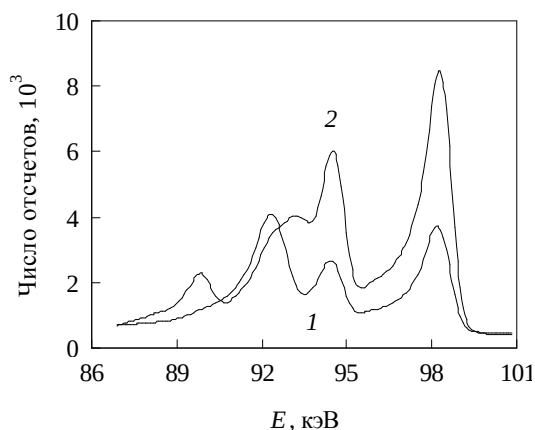
ло 0,008, при определении обогащения вклад ^{234}U не учитывался. Для каждого образца измерены четыре спектра с числом каналов 4096. Ширина канала, определенная при градуировке спектрометра по энергии с помощью образцовых источников, составляла 0,1004 кэВ и при обработке спектров установлена фиксированной. Живое время набора каждого спектра составляло 2 ч, полная загрузка спектрометра с увеличением содержания ^{235}U изменялась от 230 до 290 с $^{-1}$.

На рис. 3 показаны пример измеренного спектра одного из образцов и полученные в результате аппроксимации спектра его составляющие — пики полного поглощения и фон, заданный линейной функцией. Во всех спектрах разность между числом отсчетов в каналах и моделирующей функцией находилась в пределах четырех стандартных отклонений, параметр $\chi^2/(n-m)$ не превышал 1,8.

На рис. 4 сравниваются спектры двух образцов с разным обогащением. Видно, что возрастание содержания ^{235}U приводит к увеличению интенсивности пиков энергией 90 кэВ ($\text{Th } K\alpha_2$, ^{231}Th) и 93,35 кэВ ($\text{Th } K\alpha_1$), а также интенсивности пиков энергией 94,65 кэВ ($\text{U } K\alpha_2$) и 98,43 кэВ ($\text{U } K\alpha_1$), что подтверждает преобладающий вклад γ -излучения ^{235}U в процесс образования характеристического рентгеновского излучения урана. Отношение интенсивности линий $K\alpha_2/K\alpha_1$ не зависит от обогащения, полученное в результате обработки всех измеренных



Р и с. 3. Измеренный спектр фотонного излучения образца обогащением урана 17% и его компоненты, полученные в результате обработки, энергией 89,96 (1), 92,29 (2), 92,37 (3), 92,79 (4), 93,35 (5), 94,65 (6), 95,89 (7), 96,35 (8), 98,43 (9), 99,35 кэВ (10) и фон (11)



Р и с. 4. Спектр фотонного излучения образцов с обогащением урана 0,4 (1) и 17% (2)

спектров среднее значение $0,616 \pm 0,002$ согласуется с измеренным с помощью высокочистого германиевого детектора ($0,612 \pm 0,002$) [8] и предсказываемым теорией ($0,6247$) [15].

В табл. 2 приведены среднее обогащение урана и оценка погрешностей по результатам четырех параллельных измерений каждого образца. Наибольшее отличие измеренного обогащения от аттестованного для образца с минимальным содержанием ^{235}U объясняется низкой статистикой счета в пиках, относящихся к этому изотопу урана.

Т а б л и ц а 2. Результаты определения обогащения урана в таблетках

Образец	Обогащение ^{235}U , %	
	аттестованное	измеренное
1	$0,40 \pm 0,02$	$0,42 \pm 0,05$
2	$17,0 \pm 0,2$	$17,3 \pm 0,4$
3	$21,0 \pm 0,2$	$21,2 \pm 0,5$
4	$26,0 \pm 0,2$	$26,5 \pm 0,7$

Таким образом, предложенный метод обработки спектров фотонного излучения, основанный на аппроксимации формы спектра аналитическими функциями, обеспечивает эффективный учет асимметрии пиков полного поглощения для линий γ - и рентгеновского излучения, регистрируемого CdTe-детектором. Его применение для разделения линий фотонного излучения ^{235}U и ^{238}U в области энергии 89—100 кэВ позволяет измерять обогащение урана с относительной погрешностью 1—5% в диапазоне содержания ^{235}U в смеси изотопов 0,4—26%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Simpson A., McElhane S.** Fast enrichment screening for safeguards applications. — In: Symp. on Intern. Safeguards. Vienna, Austria, Nov. 2010. Paper IAEA-CN-184/093.
2. **Vo D.** Comparison of portable detectors for uranium enrichment measurements. — J. Radioanal. Nucl. Chem., 2008, v. 276, № 3, p. 693—698.
3. **Berlizov A.N., Gunnink R., Zsigrai J. e.a.** Performance testing of the upgraded uranium isotopics multi-group analysis code MGAU. — Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res., A, 2007, v. 575, p. 498—506.
4. **Райлли Д., Энслин Н., Смит Х., Крайнер С.** Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. М.: Бином, 2000. 720 с.
5. **Mortreau P., Berndt R.** Determination of the uranium enrichment with the NaIGEM code. — Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res., A, 2004, v. 530, p. 559—567.
6. **Gunnink R., Ruhter W., Miller P. e.a.** MGAU: a New Analysis Code for Measuring U-235 Enrichments in Arbitrary Samples: Preprint LLNL, UCRL-JC-114713. USA, 1994.
7. **Morel J., Hill C., Bickel M. e.a.** Results from the international evaluation exercise for uranium enrichment measurements. — Appl. Rad. Isot., 2000, v. 52, p. 509—522.
8. **Morel J., Clark D.** Influence of nuclear data on uranium enrichment results obtained by XKa spectral region analysis. — Ibid., 2002, v. 56, p. 85—91.
9. **Ruellan H., Lepy M., Etcheverry M. e.a.** A new spectra processing code applied to the analysis of ^{235}U and ^{238}U in the 60 to 200 keV energy range. — Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res., A, 1996, v. 369, p. 651—656.
10. **Yücel H.** The applicability of MGA method for depleted and natural uranium isotopic analysis in the presence of actinides (^{232}Th , ^{237}Np , ^{233}Pa and ^{241}Am). — Appl. Rad. Isot., 2007, v. 65, p. 1269—1280.
11. **Parker W., Wang T.-F., Clark D. e.a.** Plutonium and Uranium Isotopic Analysis: Recent Developments of the MGA++ Code Suite: Preprint LLNL, UCRL-JC-133130. USA, 1999.
12. **Gunnink R., Arlt R.** Methods for evaluating and analyzing CdTe and CdZnTe spectra. — Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res., A, 2001, v. 458, p. 196—205.
13. **Press W., Teukolsky S., Vetterling W. e.a.** Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing. NY.: Cambridge University Press, 1995.
14. **Berger M., Hubbell J., Seltzer S.** XCOM: Photon Cross Sections Database. USA, Gaithersburg: NIST, 1987.
15. **Scofield J.** Exchange corrections of K X-ray emission rates. — Phys. Rev., 1974, v. A9, p. 1041—1048.

Поступила в Редакцию 1.04.13

УДК 621.039.5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСТАТОЧНОГО СОДЕРЖАНИЯ ДЕЛЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛОВ В ТОПЛИВЕ ОТРАБОТАВШИХ ТВС С ВЫСОКИМ НАЧАЛЬНЫМ ОБОГАЩЕНИЕМ С ПОМОЩЬЮ АКТИВНОГО НЕЙТРОННОГО МЕТОДА

*Бушуев А.В., Кожин А.Ф., Глаговский Э.М., Зубарев В.Н., Алеева Т.Б., Петрова Е.В., Руденко В.С.,
Смирнов В.Е., Малахов М.И. (НИЯУ МИФИ, г. Москва)*

ТВС исследовательских и транспортных реакторов характеризуются высоким начальным обогащением и относительно большим содержанием делящегося материала в топливе отработавших ТВС. Комплектование партий сборок для транспортировки и переработки на радиохимическом заводе затрудняет отсутствие паспортов или их недостоверность, поэтому появляется необходимость определения содержания делящихся материалов в топливе отработавших ТВС на месте их временного хранения [1]. Методики определения выгорания ТВС энергетических реакторов, основанные на измерении их собственного γ - или нейтронного излучения, требуют знания истории облучения, что делает невозможным их применение в рассматриваемом случае. В МИФИ разработаны методика и стенд для определения остаточного содержания

делящегося материала в топливе отработавших ТВС исследовательских и транспортных реакторов.

В основу методики положено измерение одиночных нейтронов, образующихся при делении ^{235}U в отработавшей ТВС при ее облучении нейтронами радиоизотопного AmLi-источника. Преимуществами методики являются отсутствие потребности в данных об истории облучения отработавших ТВС и возможность применения в качестве стандартных образцов паспортизованных на заводе серийных ТВС.

При разработке методики были учтены особенности ТВС исследовательских и транспортных реакторов:

высокое обогащение топлива и большое содержание делящихся материалов в топливе отработавших ТВС и, как следствие, большое чис-