

## ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РЕШЕНИЯ СОПРЯЖЕННОГО НЕОДНОРОДНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ РАЗМНОЖАЮЩИХ СРЕД

Грабежной В.А., Дулин В.А., Дулин В.В.

АО ГНЦ РФ – Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского,  
249033, Калужская обл., г. Обнинск, пл. Бондаренко 1,



Проведены измерения для определения масс блоков плутония и долей содержащегося в них  $^{239}\text{Pu}$  детектором нейтронов – активным колодезным счетчиком совпадений AWCC (Active Well Coincidence Counter). Использование известной точечной модели не позволяет определить значения ни эффективного коэффициента размножения нейтронов в подкритическом состоянии блоков заметных размеров, ни масс, ни долей содержащегося в них  $^{239}\text{Pu}$ , поскольку эффективность регистрации нейтронов зависит от места их рождения (пространственные эффекты). Анализ результатов измерений двойных и тройных нейтрон-нейтронных совпадений проведен с учетом пространственных эффектов. Решения однородного условно-критического уравнения переноса и сопряженного неоднородного уравнения переноса использовались для выяснения определений эффективности регистрации нейтронов, как появляющихся только от спонтанных делений, так и учитывающих их размножение в блоках. Значение эффективного коэффициента размножения в подкритическом состоянии однозонной сборки БФС-73 определено такими же методами и сравнено с результатом стандартного метода ОРУК, основанного на обращенном решении уравнения кинетики. Выяснение предпочтительности этих трех определений эффективности для анализа результатов измерений являлось целью данной работы. Показана непригодность решений однородного условно-критического уравнения для анализа при очень глубоких подкритиках и сопряженного неоднородного уравнения, не учитывающего размножение нейтронов вблизи критики.

**Ключевые слова:** детектор нейтронов, метод нейтрон-нейтронных совпадений, эффективность регистрации нейтронов, определение массы плутония и обогащения, эффективный коэффициент размножения.

### ВВЕДЕНИЕ

Для определения параметров плутония в образцах (блоках) широко используется метод нейтрон-нейтронных совпадений. *Физические* основы уравнений множественных совпадений нейтронов были получены в [1]. Вывод их основан в приближении точечной модели кинетики, т.е. в предположении малых геометрических размеров образцов, малых их масс и, соответственно, малых умножений нейтронов в них [2].

© Грабежной В.А., Дулин В.А., Дулин В.В., 2015

В работах [3, 4] применялся новый подход, в котором функция – решение сопряженного неоднородного транспортного уравнения [5, 6] используется как эффективность детектора при обобщении приближения точечной модели на случай масс протяженных образцов с заметным умножением нейтронов.

Экспериментальное определение массовых долей  $^{239}\text{Pu}$  и плутониевых масс с наборами блоков различных изотопных составов методом двойных и тройных нейтрон-нейтронных совпадений реализовано в [4] с использованием высокоэффективного колодезного счетчика нейтрон-нейтронных совпадений – АWCC [7].

Цель работы – установить, решение какого из трех уравнений является наиболее пригодным для анализа результатов измерений параметров размножающих сред с заметным умножением нейтронов:

- сопряженного неоднородного уравнения (его решение – вероятность регистрации детектором нейтрона, появившегося в точке  $x$  [5, 6]);
- сопряженного неоднородного уравнения с учетом нейтронов от вынужденных делений ядер среды [9];
- сопряженного однородного условно-критического однородного уравнения.

### ЭКСПЕРИМЕНТ

Счетчик АWCC представлял собой набор из 47-ми счетчиков  $^3\text{He}$  в баке из полиэтилена объемом около  $0.3 \text{ м}^3$  с центральной полостью, куда помещались блоки плутония (рис. 1).

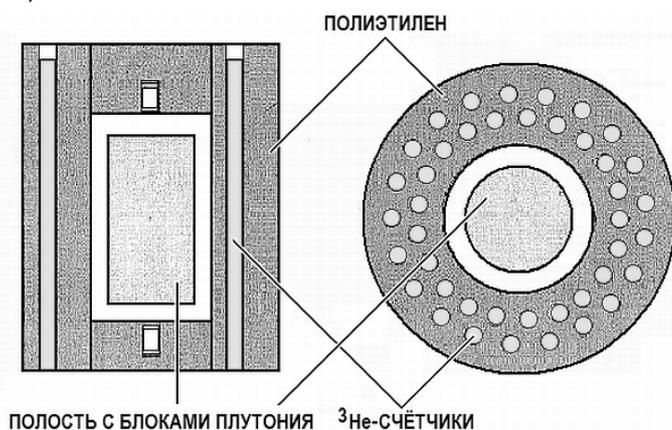


Рис. 1. Схема активного колодезного счетчика совпадений АWCC

Таблица 1

### Паспортные параметры блоков и экспериментальные результаты $S$ , $D$ и $T$

Масса, г	Доля $^{239}\text{Pu}$	$\langle Q_S \rangle \times 10^4, \text{ с}^{-1}$	$S \times 10^4, \text{ с}^{-1}$	$D \times 10^4, \text{ с}^{-1}$	$T \times 10^4, \text{ с}^{-1}$
1049	0,952	2,325	$2,238 \pm 0,005$	1,013	$0,583 \pm 0,003$
1056	0,887	5,69	5,386	2,182	$1,122 \pm 0,007$
3146	0,952	6,974	7,717	4,889	$4,510 \pm 0,026$
3168	0,887	17,08	18,23	10,08	$8,148 \pm 0,030$

Эксперимент проводился с использованием двух блоков – наборов из таблеток плутония стенда БФС массой каждая примерно 52,5 г в оболочках из нержавеющей стали массой 12,4 г. Первый блок – 20 таблеток, составляющих цилиндр высотой 6,4 см и диаметром 4,7 см, равным диаметру таблетки. Второй блок – 60 таблеток,

составивших три столбца по 20 таблеток в плотной гексагональной геометрии. Отношение количества ядер плутония к количеству ядер стали в блоках – 0,98.

В таблице 1 представлены паспортные параметры блоков (массы блоков, доля  $^{239}\text{Pu}$  в них, интенсивность спонтанного источника делений  $\langle Q_S \rangle$ ) и экспериментальные измерения скоростей счета одиночных нейтронов ( $S$ ), двойных ( $D$ ) и тройных ( $T$ ) совпадений. Погрешности ( $1\sigma$ ) в % для  $S$  и  $D$  в два – четыре раза меньше, чем для  $T$ .

### ОБОБЩЕНИЕ ТОЧЕЧНОЙ МОДЕЛИ

1. В работе [4] подробно описан метод анализа, позволяющий из измеренных скоростей счета  $S$ ,  $D$  и  $T$  получить значение интенсивности спонтанного источника делений, значение умножения нейтронов и массу изделий из плутония, не используя никаких калибровок. Напомним его кратко.

При известной интенсивности источника нейтронов спонтанных делений  $q(x) = v_S Q_S(x)$  рассчитанная скорость отсчетов детектора нейтронов  $S$ , обусловленная делениями ядер среды и спонтанного источника, есть

$$S = \langle (\chi v \Sigma_f \phi(x) + \chi v_S Q_S(x)) \times \phi^+(x) \rangle. \quad (1)$$

Здесь  $\phi(x)$  – плотность потока всех нейтронов, получаемая из стационарного неоднородного уравнения переноса нейтронов

$$\chi v F \phi - L \phi + q(x) = 0; \quad (2)$$

$\Sigma_f \phi$  – скорость делений ядер среды;  $\langle \rangle$  – обозначение интегрирования по всем переменным  $x$ .

В качестве функций  $\phi^+(x)$ , претендующих на замену постоянной эффективности детектора  $\epsilon$  точечной модели [1, 2], в данной работе, аналогично [4], использовались функции  $\phi_{f\sigma^+}$ ,  $\phi_{\sigma^+}$ , и  $\phi_{k^+}$ .

Функция  $\phi_{f\sigma^+}$  – решение сопряженного неоднородного уравнения с учетом нейтронов от вынужденных делений ядер среды [8]

$$F^+ \chi \phi_{f\sigma^+} - L^+ \phi_{f\sigma^+} + \sigma_D(\mathbf{r}, E) = 0, \quad (3)$$

где  $W$  – область определения детектора;  $F, F^+, L, L^+$  – соответственно операторы деления, рассеяния и утечки, прямые и сопряженные;  $\sigma_D(\mathbf{r}, E)$  – макроскопическое сечение регистрации нейтронов детектором в области  $W$  ( $\sigma_D(\mathbf{r}, E) = 0$ , если  $\mathbf{r} \notin W$ ).

Функция  $\phi_{\sigma^+}$  – решение неоднородного уравнения, являющееся вероятностью регистрации детектором нейтрона, появившегося в точке  $x$ , без учета нейтронов от вынужденных делений ядер среды

$$-L^+ \phi_{\sigma^+} + \sigma_D(\mathbf{r}, E) = 0. \quad (4)$$

Функция  $\phi_{k^+}$  – решение сопряженного условно-критического однородного уравнения

$$(1/k_{eff}) F^+ \chi \phi_{k^+} - L^+ \phi_{k^+} = 0.$$

2. Умножение мгновенных  $R_{\sigma p}$  нейтронов, регистрируемых детектором, и связанная с ним величина коэффициента размножения нейтронов  $k_{\sigma p}$  с использованием, например, функции  $\phi_{\sigma^+}$ , имеет вид

$$R_{\sigma p} = 1 + \langle \phi_{\sigma^+} v_p S_f \phi \rangle / \langle \phi_{\sigma^+} v_S Q_S \rangle = 1 / (1 - k_{\sigma p}). \quad (5)$$

Зависящая от координат эффективность  $\varphi_{\sigma^+}(x)$  означает, что если в точечной модели эффективность регистрации детектором нейтронов двойных совпадений  $\varepsilon^2 = \varepsilon \cdot \varepsilon$ , то  $\langle (\varphi_{\sigma^+})^2 \rangle \neq \langle \varphi_{\sigma^+} \rangle \cdot \langle \varphi_{\sigma^+} \rangle$ .

3. Для каждого блока измеренное отношение квадрата одиночных отсчетов к двойным коррелированным отсчетам  $[S^2/D]_{\text{эксп}}$  и куба тройных одиночных отсчетов к тройным коррелированным отсчетам  $[S^3/T]_{\text{эксп}}$  связано с интенсивностью источника спонтанных делений блока  $\langle Q_S \rangle$  и умножением утечки мгновенных нейтронов из него  $R_{2\text{эксп}}$  и  $R_{3\text{эксп}}$ , если детектор расположен вне размножающей среды конечных размеров:

$$[S^2/D]_{\text{эксп}} \times f_D \times D_i^{Sp} \times D_{\Pi} = \langle Q_S \rangle / (R_{2\text{эксп}})^2 = \langle Q_S \rangle \times (1 - (k_{2\text{эксп}})^2), \quad (6)$$

$$[S^3/T]_{\text{эксп}} \times f_T \times T_i^{Sp} \times T_{\Pi} = \langle Q_S \rangle^2 / (R_{3\text{эксп}})^3 = \langle Q_S \rangle^2 \times (1 - (k_{3\text{эксп}})^3). \quad (6')$$

Здесь  $D_{\Pi}$  и  $T_{\Pi}$  – рассчитываемые пространственные корреляционные факторы;  $D_i^{Sp}$  и  $T_i^{Sp}$  – изотопные корреляционные факторы, вычисляемые с использованием известных измеренных распределений множественности мгновенных нейтронов  $p(\nu)$ ;  $f_D = 0,317$  и  $f_T = 0,073$  – доли отбора двойных и тройных совпадений в окне счетчика АWСС, определяемые с использованием «точечного» источника нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  с известной интенсивностью  $\langle Q_S \rangle = \langle Q_{\text{cf}} \rangle$  (см. выражения (6) и (6') при  $R_{2\text{эксп}} = R_{3\text{эксп}} = D_{\Pi} = T_{\Pi} = 1$ ).

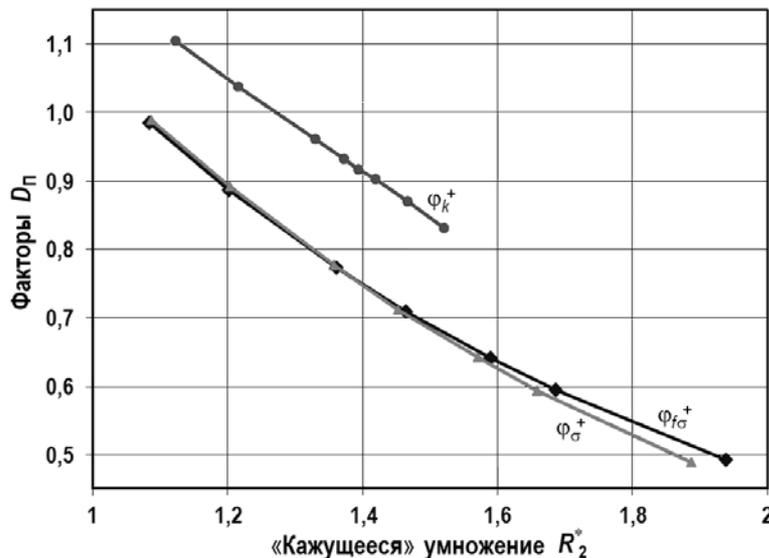


Рис. 2. Зависимость пространственных корреляционных факторов  $D_{\Pi}$  от значений «кажущегося» умножения  $R_2^*$  точечной модели

Методика получения пространственных корреляционных факторов  $D_{\Pi}$  и  $T_{\Pi}$  описана в [4]. На рисунках 2 и 3 приведены пространственные корреляционные факторы  $D_{\Pi}(R_2^*)$  и  $T_{\Pi}(R_3^*)$  для различных функций  $\varphi_M^+(x)$  ( $M = \sigma, f_{\sigma}$  и  $k$ ) от значений умножений точечной модели  $R_2^*$  и  $R_3^*$  (см. (6) и (6') при  $D_{\Pi} = T_{\Pi} = 1$ ), рассчитанные по программе TWODANT [10].

Программа TWODANT предназначена для решения прямого и сопряженного уравнений переноса нейтронов и фотонов методом дискретных ординат в двумерной геометрии. Расчеты проводились в приближении  $S_{16}, P_5$ ; в RZ-геометрии с константами БНАБ-93 (28 энергетических групп) [14].

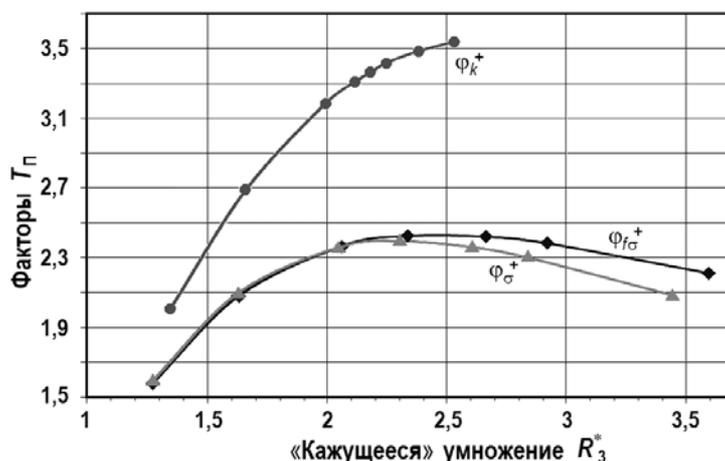


Рис. 3. Пространственные корреляционные факторы  $T_{\pi}(R_3^*)$

Экспериментальные величины  $R_{2\text{эксп}}^*$  и  $R_{3\text{эксп}}^*$  из (6) и (6') при  $D_{\pi} = T_{\pi} = 1$  – это также умножения точечной модели. Они получаются из соотношений

$$(R_{2\text{эксп}}^*)^2 = \langle Q_S \rangle / ([S^2/D]_{\text{эксп}} \cdot f_D \cdot D_i^{Sp}) \quad \text{и} \quad (R_{3\text{эксп}}^*)^3 = \langle Q_S \rangle^2 / ([S^3/T]_{\text{эксп}} \cdot f_T \cdot T_i^{Sp}), \quad (7)$$

если известны их значения  $\langle Q_S \rangle$ . Подробно методика нахождения источника (а значит, и массы четных изотопов) и значения эффективного коэффициента размножения (а значит, и массы  $^{239}\text{Pu}$  в блоке) описана в [4].

### АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для блоков Pu-88,7% (табл. 2, 3) эксперимент дает несколько завышенные значения спонтанного источника. Похожее расхождение наблюдалось и в работе [4].

Известно, однако, что при выделении из отработанного топлива энергетического плутония принимаются меньшие меры предосторожности при отчистке его от примесей легких элементов, на которых возможна реакция  $(\alpha, n)$ . Доля нейтронов  $(\alpha, n)$  по отношению к количеству спонтанных нейтронов называется величиной *alpha*. Были проведены расчеты с пространственными факторами при  $\alpha = 0,0125$  на основании результатов [8]. Погрешность в  $Q_{\text{эксп}}/Q_{\text{пасп}}$  для Pu-88,7% уменьшилась до 1,025 и 1,09 для 1050 г и 3150 г соответственно. Значения  $M_{\text{эксп}}/M_{\text{пасп}}$  и  $Q_{\text{эксп}}/Q_{\text{пасп}}$  в пределах погрешностей не изменились.

Использование пространственных факторов здесь совершенно необходимо. Так, если, согласно (3), значения коэффициентов размножения нейтронов для данного блока плутония 3150 г и обогащения 95,2% для величин  $k_{2\text{эксп}} = 1 - D_{\pi}^{1/2}/R_{2\text{эксп}}^*$  и  $k_{3\text{эксп}} = 1 - T_{\pi}^{1/2}/R_{3\text{эксп}}^*$  равны соответственно 0,4346 и 0,4347, то при  $D_{\pi} = T_{\pi} = 1$  получаем  $k_{2\text{эксп}} = 0,3192$  и  $k_{3\text{эксп}} = 0,5651$  при найденных значениях  $Q_{f\text{эксп}}$ . Кстати, экспериментально определенное значение  $Q_{f\text{эксп}}/Q_{f\text{пасп}} = 0,953$  (см. вторые снизу строки табл. 1, 3) и использование  $Q_{f\text{пасп}}$  ничего по сути не меняет. Попытка получить совпадающие значения  $k_{2\text{эксп}}$  и  $k_{3\text{эксп}}$  без учета пространственных факторов приводит к бессмысленным результатам – масса блока стремится к бесконечности.

Очевидно, что использование функций  $\Phi_k^+(x)$  здесь непригодно (см. нижние строки табл. 2, 3). Выбор же между  $\Phi_{\sigma}^+(x)$  и  $\Phi_{f\sigma}^+(x)$  неочевиден. Из рисунков 2, 3 видно, что выбор будет возможен при больших коэффициентах размножения нейтронов, где пространственные корреляционные факторы начинают различаться больше. Использование же больших масс плутония исключалось из-за соображений ядерной безопасности. Поэтому для проведения измерений при больших коэффи-

циентах размножения была использована сборка БФС-73.

Таблица 2

**Сравнение экспериментальных результатов с паспортными параметрами блоков**

Масса плутония 1050 г				
Доля $^{239}\text{Pu}$ , (%)	Функции усреднения	$M_{\text{эксп}}/M_{\text{пасп}}$	$\varepsilon_{\text{эксп}} - \varepsilon_{\text{расч}}$	$Q_{\text{эксп}}/Q_{\text{пасп}}$
88,7	$\varphi_{\sigma}^+(x)$	0,968	- 0,005	1,051
	$\varphi_{f\sigma}^+(x)$	0,928	- 0,009	1,049
	$\varphi_k^+(x)$	0,50	- 0,11	1,03
95,2	$\varphi_{\sigma}^+(x)$	0,957	0,003	0,963
	$\varphi_{f\sigma}^+(x)$	0,957	0,003	0,966
	$\varphi_k^+(x)$	0,51	- 0,034	0,938

Таблица 3

**Сравнение экспериментальных результатов с паспортными параметрами блоков**

Масса плутония 3150 г				
Доля $^{239}\text{Pu}$ , (%)	Функции усреднения	$M_{\text{эксп}}/M_{\text{пасп}}$	$\varepsilon_{\text{эксп}} - \varepsilon_{\text{расч}}$	$Q_{\text{эксп}}/Q_{\text{пасп}}$
88,7	$\varphi_{\sigma}^+(x)$	1,116	0,004	1,123
	$\varphi_{f\sigma}^+(x)$	1,039	- 0,004	1,116
	$\varphi_k^+(x)$	0,46	- 0,20	1,04
95,2	$\varphi_{\sigma}^+(x)$	1,062	0,005	1,014
	$\varphi_{f\sigma}^+(x)$	0,958	0,001	0,953
	$\varphi_k^+(x)$	0,44	- 0,047	0,936

**ИЗМЕРЕНИЯ В СБОРКЕ БФС-73**

Определение величины эффективного коэффициента размножения нейтронов в подкритическом состоянии однозонной сборки БФС-73 проводилось разными методами. Сборка состояла из металлического урана с обогащением 18%, натрия и стали в пропорциях, близких к составу реактора на быстрых нейтронах. Отражателем служила двуокись урана. Высота активной зоны 99 см. Подкритическое состояние достигалось в процессе разгрузки, и содержало 425 стержней в конфигурации, близкой к цилиндру с радиусом около 50 см. Коэффициент размножения, оцененный стандартными методами, принятыми на стенде БФС (методом ОРУК [11] при неглубокой подкритичности и методом обратного умножения – сообщение В.М. Фурманова), оказался равным  $0,900 \pm 0,015$ .

**МЕТОД КАЛИФОРНИЕВОЙ КАМЕРЫ**

При измерениях калифорниевая камера со скоростью делений в слое  $Q_f$  и эффективностью их регистрации  $\varepsilon_f = 0,49$  помещалась в центр сборки и давала старт временному анализатору (ВА). Детекторами нейтронов служили два  $^3\text{He}$ -счетчика СНМ-18, расположенных на границе активной зоны и экрана в центральной плоскости с угловым смещением в  $60^\circ$ . Отсчеты с них суммировались и подавались на счетный вход ВА через линию задержки 47 мкс.

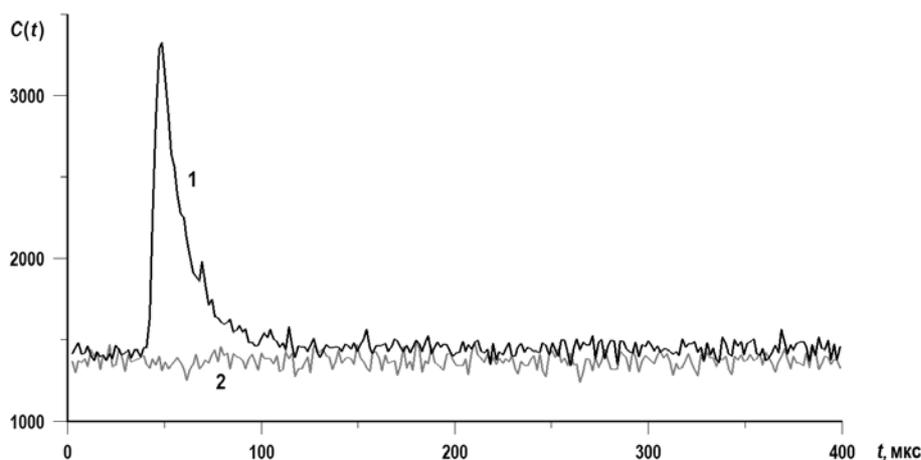


Рис. 4. Временное распределение счета  $^3\text{He}$ -счетчиков с Cf-камерой в сборке (1) и вне ее (2)

На рисунке 4 представлено временное распределение счета  $^3\text{He}$ -счетчиков с камерой в сборке. Коррелированная часть распределения отсчетов от деления, вызвавшего старт, находится в интервале от 40 до 150 мкс, правее – постоянный фон со средним счетом в канале  $N$ , обусловленный спонтанными делениями  $^{238}\text{U}$  в сборке и другим делениями калифорния в камере, не вызвавших старт. Временное распределение фона  $N_{\text{ф}}$  измеряется при извлеченной из среды калифорниевой камере за то же время. По счетному каналу использовалась задержка  $t$ , равная 50 мкс, тогда

$$(N - N_{\text{ф}})/(S_{\text{кор}} \cdot \Delta t) = Q_f(1 - 1/\rho_s). \quad (8)$$

Как видно, фон от спонтанных делений  $^{238}\text{U}$  и от половины делений калифорния, не давших ионизации в камере, велик ( $\epsilon_f = 0,49$ , так как примерно половина делящегося слоя в камере была закрыта и осколки от этих делений камерой не регистрировались), что и определяет большую погрешность малой разницы  $N - N_{\text{ф}}$  и, тем самым, всех результатов измерений (см. (8)).

Этот метод относительно удобен, т.к. позволяет определить и саму величину  $Q_f$  в дополнительном опыте, помещая камеру в неразмножающую среду:

$$N / (S_{\text{кор}} \cdot \Delta t) = Q_f. \quad (9)$$

Измеренное значение  $Q_f = 2060 \pm 30$  делений/с, рассчитанное  $\beta_{\text{eff}} = 0,0075$ .

Результаты экспериментов с калифорниевой камерой приводятся в табл. 4.

Таблица 4

#### Экспериментальные результаты с калифорниевой камерой

Дата	09.06.1998	10.06.1998	11.06.1998	Среднее $1\sigma$
Значение $k_{\text{eff}}$	$0,95 \pm 0,02$	$0,88 \pm 0,01$	$0,94 \pm 0,015$	$0,93 \pm 0,03$

#### МЕТОД РОССИ- $\alpha$

Росси- $\alpha$ -измерения проводились с использованием тех же  $^3\text{He}$ -счетчиков, расположенных на границе активной зоны и отражателя. Один из них использовался в качестве стартового, другой – в виде счетного. Задержка  $t$  по нему была 74 мкс.

Источник  $^{252}\text{Cf}$  интенсивностью  $\langle Q_{\text{Cf}} \rangle_{\text{эксп}} = (1,58 \pm 0,03) \cdot 10^6$  ( $1\sigma$ ) делений/с помещался в центр критсборки. Измерения проводились с использованием на счетчиках тонких полиэтиленовых чехлов толщиной 1 и 4,1 мм для увеличения эффективности  $^3\text{He}$ -счетчиков.

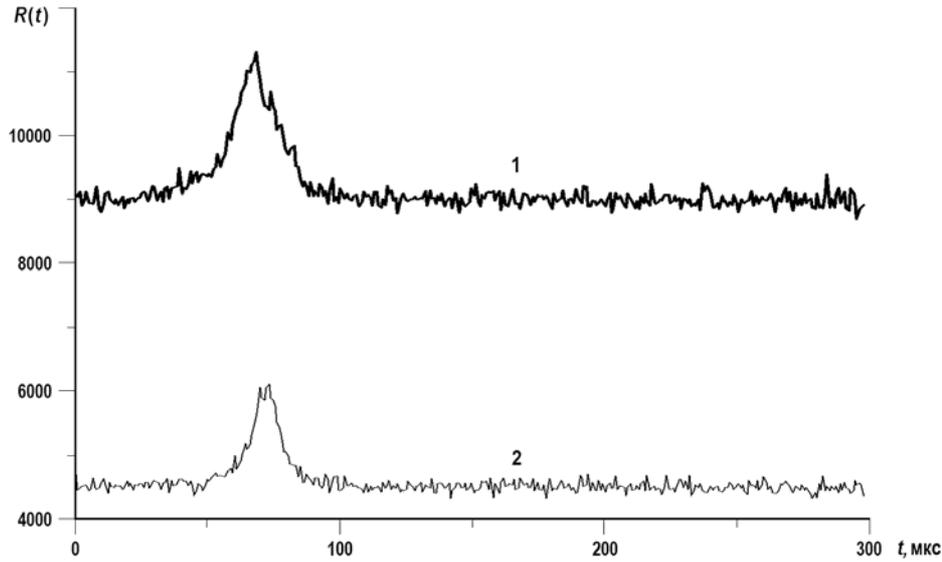


Рис. 5. Временные распределения Росси- $\alpha$  с использованием полиэтиленовых чехлов толщиной 4,1 мм (1) и 1 мм (2) на  $^3\text{He}$ -счетчиках

На рисунке 5 в качестве примера представлены два из таких временных распределений Росси- $\alpha$ . Обработка распределений производилась с учетом несимметрии временного распределения фона относительно центра коррелированного сигнала, находившегося на 74-ой микросекунде шкалы ВА. Такой тип несимметрии фона был обнаружен экспериментально на сборке ФСА [12], а количественное описание зависимости фона от времени было дано в [13]. Здесь под величиной  $J$  понимался весь интеграл под коррелированной составляющей (см. рис. 5), а не его половина, как это принято в традиционной записи Росси- $\alpha$ -распределения.

Параметры  $N = S^2 \cdot \Delta t$  и  $J_{2\text{кор}}$  измеренного распределения  $R(t)$  и их отношение являются отношением квадрата одиночного счета нейтронов ( $S$ ) и двойных ( $D$ ) совпадений в выражении (6) [3, 4], т.е. метод Росси- $\alpha$  есть, по существу, метод двойных коррелированных отсчетов:

$$N / (J_{2\text{кор}} \cdot \Delta t) = S^2 / D. \quad (10)$$

Умножение на мгновенных нейтронах для точечной модели получается сразу из результатов измерений, поскольку источник  $\langle Q_{\text{Cf}} \rangle_{\text{эксп}}$  известен:

$$\langle Q_{\text{Cf}} \rangle_{\text{эксп}} / \{ [N / (J_{2\text{кор}} \cdot \Delta t)]_{\text{эксп}} \times D_i^{\text{Cf}+Sp} \} = R_{2\text{эксп}}^* \quad (11)$$

На рисунке 6 приведены рассчитанные, согласно [3, 4], значения  $D_i^{\text{Cf}+Sp} \times D_{\text{п}}^{\text{Cf}+Sp} (R_{2\text{эксп}}^*)$ . Подставляя вместо рассчитанного  $R_{2\text{эксп}}^*$  значение  $R_{2\text{эксп}}^*$ , находят  $D_{\text{п}}^{\text{Cf}+Sp} (R_{2\text{эксп}}^*)$  и соответствующее значение коэффициента размножения на мгновенных нейтронах:

$$[N / (J_{2\text{эксп}} \times \Delta t \times \langle Q_{\text{Cf}} \rangle_{\text{эксп}})]_{\text{эксп}} \times D_i^{\text{Cf}+Sp} \times D_{\text{п}}^{\text{Cf}+Sp} (R_{2\text{эксп}}^*) = 1 - (k_{2\text{эксп}})^2.$$

В таблице 5 приведены результаты изменений величины критичности.

Заметим, что погрешность вычисления  $D_{\text{п}}^{\text{Cf}+Sp} (R_{2\text{эксп}}^*)$ , равная 5% (что, на наш взгляд, больше, чем реальная его погрешность), вносит погрешность в величину  $k_{2\text{эксп}}$  примерно в 10 раз меньшую.

Отказ от использования пространственного фактора дает вместо  $k_2 = 0,919$  значение  $k_2 = 0,524$ . В то же время экспериментальные результаты с калифорниевой камерой (см. табл. 4), где никаких пространственных поправок нет, недвусмысленно свиде-

тельствуют о необходимости их использования в России- $\alpha$ -измерениях.

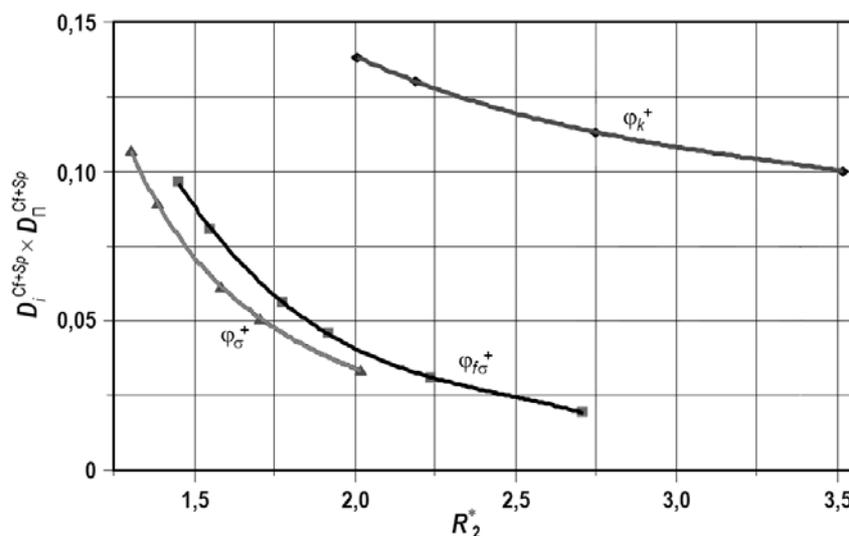


Рис. 6. Зависимости  $D_{\sigma}^{Cf+Sp} \times D_{\Pi}^{Cf+Sp}$  от  $R_2^*$  для функций  $\varphi_{f\sigma}^+(x)$ ,  $\varphi_{\sigma}^+(x)$  и  $\varphi_k^+(x)$

Таблица 5

**Результаты измерений величины критичности разными методами. Погрешность  $1\sigma$**

Функции усреднения	Полиэтиленовый чехол толщиной 1 мм	Полиэтиленовый чехол толщиной 4 мм
$\varphi_{\sigma}^+(x)$	$0,842 \pm 0,004$	$0,841 \pm 0,006$
$\varphi_{f\sigma}^+(x)$	$0,919 \pm 0,005$	$0,918 \pm 0,006$
$\varphi_k^+(x)$	$0,904 \pm 0,005$	$0,904 \pm 0,005$

**ОБСУЖДЕНИЕ**

Полное расчетное моделирование по программе TWODANT проведено для результатов измерений двойных и тройных нейтрон-нейтронных совпадений в блоках плутония массой 1030 и 3150 г и содержанием  $^{239}\text{Pu}$  88,7 и 95,2%.

Оказалось, что функции усреднения  $\varphi_{\sigma}^+(x)$  и  $\varphi_{f\sigma}^+(x)$  практически одинаково пригодны для анализа экспериментов на очень глубоких подкритиках. Погрешности в  $M_{\text{эксп}}/M_{\text{пасп}}$  целиком статистические. Это, в основном, погрешности измеренных триплетов, равные  $\pm (0,5 - 1)\%$  за время измерения около 30 мин. Им соответствует погрешность  $\pm (4,5 - 5)\%$  в  $M_{\text{эксп}}/M_{\text{пасп}}$  и, соответственно,  $(1,8 - 2)\%$  в эффективном коэффициенте размножения нейтронов  $k_{\text{эксп}}$ .

Различие в распределениях на рис. 2, 3 для  $\varphi_{\sigma}^+(x)$  и  $\varphi_{f\sigma}^+(x)$  может быть обнаружено для умножений, больших 3,5 – 4 (при использовании блоков большей массы).

Очевидно также, что использование сопряженного однородного условно-критического уравнения переноса (как это делается для вычисления пространственно-изотопных корреляционных факторов при анализе, например, экспериментов по определению эффективной доли запаздывающих нейтронов вблизи критического состояния размножающей среды) непригодно для анализа измерений результатов двойных и тройных нейтрон-нейтронных совпадений с учетом пространственных эффектов вдали ( $k_{\text{эксп}} \leq 0,5$ ) от критического состояния. В то же время его вполне можно использовать при  $k_{\text{эксп}} \approx 0,9$ . Коэффициент размножения, оцененный стандартными методами, принятыми на стенде БФС (методом ОРУК [11] при неглубокой подкритичности ( $\leq \beta_{\text{eff}}$ ) и методом обратного умножения при разгрузке активной зоны

– сообщение В.М. Фурманова), дал значение  $0,900 \pm 0,015$ , вполне согласующееся с результатами табл. 5 для  $\phi_{k^+}(x)$ , равными  $0,904 \pm 0,005$ . Возможно, это согласие связано с использованием в методе ОРУК реакторных параметров, полученных усреднением по  $\phi_{k^+}(x)$ .

Результат с использованием  $\phi_{f\sigma^+}(x)$ , равный  $0,919 \pm 0,005$ , отличается от значения  $0,904 \pm 0,005$  на величину  $0,015 \pm 0,007$  ( $1\sigma$ ) и указывает на возможное увеличение глубины подкритики такого варианта использования метода ОРУК (см. табл. 4). Отметим, что использованные методы достаточно различны: метод ОРУК зависит от пространственных эффектов и погрешности в  $\beta_{eff}$ , метод калифорниевой камеры – от погрешности в  $\beta_{eff}$  и не зависит от пространственных эффектов, а метод Росси- $\alpha$  позволяет определить абсолютную величину  $k_{экр}$ , не зависит от погрешности в  $\beta_{eff}$ , но нуждается в вычислении пространственных поправок.

### Литература

1. *Buñuel K.* The Effect of Multiplication on the Quantitation Determination of Spontaneously Fissioning Isotopes by Correlation Analysis // Nucl. Sci. Eng. 90, (1985). PP. 75–84.
2. *Peter A. S., Dowell L. J., Hauck D. K., Henzl V., Henzlova D., Favalli A.* Review of multiplicity analysis. LA-UR-05-8866, 2005.
3. *Грабежной В. А., Дулин В. В., Михайлов Г. М., Павлова О. Н.* Определение глубоко подкритических состояний размножающих сред методом Росси-альфа // Атомная энергия, т. 101, вып. 2, 2006. С. 140–148.
4. *Дулин В.А., Дулин В.В.* Определение умножения нейтронов утечки и массы делящегося вещества в глубокоподкритических системах // Атомная энергия, т. 107, вып. 1, 2009. С. 3–9.
5. *Белл Д., Глестон С.* Теория ядерных реакторов. – М.: Атомиздат, 1974. С. 201.
6. *Марчук Г.И., Орлов В.В.* К теории сопряженных функций. / В сб. Нейтронная физика. – М.: Госатомиздат, 1961. С. 31–34.
7. *Райли Д., Энслин Н., Смит Х. мл.* Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов, NUREG/CR-5550, LA-UR-90-732, March 2000. С. 334, 525.
8. *Буланенко В.И., Дулин В.А.* Определение умножения нейтронов в двуокиси плутония. / Труды трехстороннего семинара Евroatом – Россия – США по учету и контролю ядерных материалов. Октябрь 2008 г., Обнинск, ГНЦ РФ-ФЭИ, 2009 г.
9. *Смелов В.В.* Лекции по теории переноса нейтронов. –М.: Атомиздат 1978. С. 166-176.
10. *Alcouffe E.R., Brinkley F.W., Marr D.R.* Users Guide For TWODANT: A Code Package For Two-Dimensional, Diffusion-Accelerated, Neutral-Particle Transport / LA-10049-M, Los Alamos National Laboratory, 1986.
11. *Казанский Ю.А., Матусевич Е.С.* Экспериментальная физика реакторов. –М.: Энергоатомиздат, 1994. С. 116-119.
12. *Tsutomu Iijima.* On the background counts in the Rossi-alpha experiment // Nukleonik, Band 11, Heft 3, 1968, p.157.
13. *Дулин В.А., Михайлов Г.М.* Определение коррелированного фона в методе Росси-альфа // Атомная энергия, 1995, т. 78, вып. 3. С. 151-155.
14. *Manturov G.N., Nikolaev M.N. and Tsiboulia A.M.* BNAB-93 Group Data Library. Part 1: Nuclear Data for the Calculations of Neutron and Photon Radiation Fields. Vienna, IAEA, INDC(CCP)-409, 1997.

Поступила в редакцию 03.10.2014 г.

### Авторы

Грабежной Владимир Алексеевич, старший научный сотрудник, канд. физ.-мат. наук  
E-mail bnaab@ipre.ru

Дулин Виктор Алексеевич, главный научный сотрудник, доктор физ.-мат. наук  
E-mail doulin@ipre.ru

Дулин Виталий Викторович, старший научный сотрудник, канд. физ.-мат. наук

UDC 621.039.519.4

## ON THE USE OF SOLUTION TO THE ADJOINT INHOMOGENEOUS TRANSPORT EQUATION IN DETERMINING PARAMETERS OF MULTIPLYING MEDIA

Grabezhnoy V.A., Doulin V.A., Doulin V.V.

JSC «SSC RF-IPPE» n.a. A.I. Leypunsky.

1 Bondarenko sq., Obninsk, Kaluga reg., 249033 Russia

### ABSTRACT

The measurements to determine the weight of the block and the part of plutonium contained therein  $^{239}\text{Pu}$  made were done by the detector AWCC - Active Well Coincidence Counter. The using of a known point model can not determine the value of effective neutron multiplication factor for subcritical block appreciable size or mass and the part they contain  $^{239}\text{Pu}$ , because the efficiency detection of the neutrons depends on their production place (spatial effects). Analysis of the measurements for results of double and triple neutron-neutrons coincidence carried out taking into account the spatial effects. The solution of the homogeneous quasi-critical transport equations and the solutions of the inhomogeneous adjoint transport equation were used to clarify the definitions of efficiency detection neutrons as appearing only on the spontaneous fission, and taking into account their multiplication in the blocks at the same time. The value of the effective multiplication factor in the single-core subcritical assembly BFS-73 was determined by these methods and compared with the standard method ORUK, based on inverted solution of kinetics equation. The aim of the work was to determine the preference of these three definitions of efficiency for the analysis of measurement results. It was been shown the unsuitability of the homogeneous quasi-critical equations solutions for the analysis of very deep subcriticalities as solutions of the adjoint inhomogeneous equation does not take into account the neutron multiplication near criticality.

**Key words:** neutron detectors, method of neutron coincidence, neutron detection efficiency, determine the mass of plutonium and enrichment, effective multiplication factor.

### REFERENCES

1. Бұһнел К. The Effect of Multiplication on the Quantitation Determination of Spontaneously Fissioning Isotopes by Correlation Analysis. *Nucl. Sci. Eng.* 90. (1985), pp. 75–84.
2. Peter A. S., Dowell L. J., Hauck D. K., Henzl V., Henzlova D., Favalli A. Review of multiplicity analysis. *LA-UR-05-8866*, 2005.
3. Grabeshnoy V.A., Doulin V.V., Mikhailov G.M., Pavlova O.N. The definition of neutrons multiplication of the multiplying media in the deep sub-criticality media using Rossi- $\alpha$  method. *Atomnaya Energiya*. 2006, v. 101, no. 2, pp. 140-148 (in Russian).
4. Doulin V.A., Doulin V.V. The definition of the neutrons leakage multiplication and fissile mass in the deep sub-criticality media. *Atomnaya Energiya*. 2009, v. 107, no. 1, pp. 3-9 (in Russian).
5. Bell G.J., Glasstone S. *Nuclear reactor theory*. Van Nostrand Reinold Company, 1970.
6. Martchuk G.I., Orlov V.V. To the adjoint functions theory. In *Neutron physics*. Moscow, Atomizdat Publ., 1961, pp. 31-34 (in Russian).
7. Reilly D., Ensslin N., Smith H. Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials. NUREG/CR-5550, LA-UR-90-732, March 2000, pp. 334, 525.
8. Bulanenko V.I., Doulin V.A., Neutron multiplication determination in the plutonium

- dioxide. In: *Seminar Euroatom – Russia – USA*. Oct. 2008. Obninsk, IPPE Publ. (in Russian).
9. Smelov V.V. *Neutrons transport theory*. Moscow, Atomizdat Publ., 1978, pp. 166-176 (in Russian).
10. Alcouffe E.R., Brinkley F.W., Marr D.R. Users Guide For TWODANT: A Code Package For Two-Dimensional, Diffusion-Accelerated, Neutral-Particle Transport, LA-10049-M. Los Alamos National Laboratory, 1986.
11. Kazanskiy Yu. A., Matsusevich E.C. Experimental physics of reactors. Moscow, Energoatomizdat Publ. 1994 (in Russian).
12. Tsutomu Iijima On the background counts in the Rossi-alpha experiment. *Nukleonik*, Band 11, Heft 3, 1968, p. 157.
13. Doulin V. A., Mikhailov G.M. The determining of correlated background in Rossi-alpha method. *Atomnaya Energiya*. 1995, v. 78, no. 3, pp. 151-155 (in Russian).
14. Manturov G.N., Nikolaev M.N. and Tsiboulia A.M. BNAB-93 Group Data Library, Part 1: Nuclear Data for the Calculations of Neutron and Photon Radiation Fields, Vienna, IAEA, INDC(CCP)-409, 1997.

#### Authors

Grabezhnoy Vladimir Alekseevich, Senior Researcher, Cand. Sci. (Phys.-Math.)

E-mail bnab@ippe.ru

Doulin Viktor Alekseevich, Leader Scientist, Dr. Sci. (Phys.-Math.)

E-mail doulin@ippe.ru

Doulin Vitalij Viktorovich, Senior Researcher, Cand. Sci. (Phys.-Math.)