

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЛУБОКО ПОДКРИТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ РАЗМНОЖАЮЩИХ СРЕД МЕТОДОМ РОССИ-АЛЬФА

В.В. Дулин, И.П. Матвеев

ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск

Р

Реализован метод получения пространственных поправок при измерении глубокоподкритических состояний методом росси- α . Для этого используется решение сопряженного по отношению к скорости счета детектора неоднородного уравнения.

Проведен эксперимент по определению величины глубокой подкритичности размножающей системы (блок из 3 килограммов ^{239}Pu (95%)). Разработана новая установка для регистрации росси- α -распределений, использующая сцинтилляционные детекторы быстрых нейтронов. Это позволило существенно улучшить точность измерений.

Результаты измерений проанализированы с использованием этого нового метода и традиционного метода расчета пространственных поправок, использующих решение условнокритического уравнения.

Рассмотрим метод росси- α в его широко распространенном варианте. Пусть имеется временной анализатор (ВА) и два детектора с одинаковой эффективностью регистрации нейтронов ϵ . Импульсы одного из детекторов подаются на стартовый вход ВА, а другого - на счетный.

Тогда, как известно, если во временном интервале $(t_0, t_0 + dt_0)$ произошло одно деление и вылетело v_p мгновенных нейтронов, то скорости счета детектором первого нейтрона в $(t_1, t_1 + dt_1)$ и второго нейтрона в $(t_2, t_2 + dt_2)$ (от того же деления) соответственно будут

$$\epsilon \left\langle \phi_1 + \frac{v_p}{\ell'} \right\rangle e^{-\alpha_0(t_1 - t_0)} dt_1 \text{ и } \epsilon \left\langle \phi_2 + \frac{(v_p - 1)}{\ell'} \right\rangle e^{-\alpha_0(t_2 - t_0)} dt_2. \quad (1)$$

$\langle \rangle$ - символ интегрирования по энергии и всем пространственным переменным x . Обычно такие измерения проводятся вблизи критических состояний, так что здесь $\phi^+(x)$ - ценность нейтронов, являющаяся решением сопряженного (по отношению к асимптотической мощности) однородного условно-критического уравнения [1]. Знание ценности позволяет вычислить поправки, учитывающие конкретную конфигурацию размножающих сред (общеизвестный пространственный дайвен-фактор).

В [2] было предложено проводить росси- α -измерения с использованием источника Cf-252 с известной интенсивностью делений, что дает возможность определения эффективного коэффициента размножения нейтронов и для глубоко подкритических состояний. По мере удаления от критического состояния все большую роль приобретает кон-

кретное положение детекторов и в качестве величин $\varphi^+(x)$ в (1) уже нельзя использовать решение сопряженного однородного условно-критического уравнения.

Согласно [3] в выражении (1) следует использовать $\varphi^+(x)$ - ценность регистрируемых детекторами нейтронов, являющуюся решением сопряженного (по отношению к скорости счета такого детектора) неоднородного уравнения

$$\hat{F}^+ \chi \varphi^+ - \hat{L}^+ \varphi^+ + \sigma(\vec{r}, E) = 0 ; \sigma(\vec{r}, E) = \begin{cases} \sigma_d(E), \vec{r} \in W, \\ 0 \end{cases} \quad (2)$$

$\sigma(\vec{r}, E)$ - сечение регистрации нейтронов детектором, расположенным в области W . Здесь и далее использованы обозначения из [3].

Если детекторы расположены одинаково по отношению к источнику делений, то $\varphi_1^+(x) = \varphi_2^+(x) = \varphi^+(x)$.

Определение величин α_0 и ℓ' , близкое к традиционным [1], приведено в [3].

Рассмотрим два случая.

1. Если $q_\alpha(x)$ - статистический источник нейтронов типа реакции (α, n) помещен в размножающую среду, то стационарный поток мгновенных нейтронов $\varphi(x)$ описывается неоднородным уравнением

$$(1 - \beta) \chi_p \hat{F} \varphi - \hat{L} \varphi + q_\alpha(x) = 0, \quad (3)$$

а скорость счета детектора мгновенных нейтронов

$$C = \langle \varphi^+ ((1 - \beta_{eff}) v \Sigma_f \varphi + q_\alpha) \rangle, \quad (4)$$

где $v \Sigma_f \varphi(x)$ - скорость делений ядер среды, а $\langle \rangle$ - как и выше, символ интегрирования по всем переменным.

Как известно, временное распределение $R(t)$ вторых отсчетов (при условии, что в момент $t=0$ произошел первый, послуживший стартом ВА) имеет вид

$$R(t) dt = C dt + \frac{1}{C} P_{кор}(t) dt, \quad (5)$$

$$P_{кор}(t) = \frac{\varepsilon^2}{2\alpha_0 \ell'^2} \langle [v_p (v_p - 1) \Sigma_f \varphi \{\varphi^+\}^2] \rangle e^{-\alpha_0 t} \quad (t \geq 0) \quad (6)$$

($v_p = v(1 - \beta_{eff})$ - количество мгновенных нейтронов на 1 деление).

Измерив $R(t)$ и найдя S - интеграл от коррелированной части распределения для $t > 0$ и $N = C \Delta t$ - интеграл в интервале Δt в области, не зависящей от времени части распределения (область постоянного фона), получим после стандартных преобразований (см. например, [2,3])

$$\frac{N}{2S \Delta t} = \frac{(1 - k'_{op})^2 C^2}{\varepsilon^2 \langle [v_p (v_p - 1) \Sigma_f \varphi \{\varphi^+\}^2] \rangle}. \quad (7)$$

Здесь в качестве величины α_0 взята постоянная спада плотности мгновенных нейтронов для данного случая [3]

$$\alpha_0 = -\frac{1}{\ell'} (1 - k'_{op}), \quad (8)$$

$$k'_{op} = k'_0 (1 - \beta_{eff}), \quad (9)$$

и величина

$$k'_0 = \frac{\langle \varphi^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle}{(1 - \beta_{eff}) \langle \varphi^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle + \langle \varphi^+ q_\alpha \rangle} \quad (10)$$

не совпадает с величиной эффективного коэффициента размножения мгновенных нейтронов для среды с источником

$$k_0 = \frac{\langle \varphi_k^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle}{(1 - \beta_{eff}) \langle \varphi_k^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle + \langle \varphi_k^+ q_\alpha \rangle}, \quad (11)$$

поскольку ценность регистрируемых детектором (2) нейтронов $\varphi^+(x)$ не совпадает с решением условно-критического уравнения для сопряженной функции $\varphi_k^+(x)$ [3].

Используя (9), (10), представив (4) в виде

$$C = \varepsilon \langle \varphi^+ ((1 - \beta_{eff}) v \Sigma_f \varphi + q_\alpha) \rangle = \frac{\varepsilon \langle \varphi^+ q_\alpha \rangle}{1 - k'_{0p}} \quad (12)$$

и, заменив в числителе (7) один из множителей C на его выражение (4), а другой – на (12), получим

$$\frac{N}{2S\Delta t} = \frac{(1 - k'_{0p}) \langle \varphi^+ (v_p \Sigma_f \varphi + q_\alpha) \rangle \langle \varphi^+ q_\alpha \rangle}{\langle [v_p (v_p - 1) \cdot \Sigma_f \varphi \varphi^+] \rangle}. \quad (13)$$

Поделим и умножим (13) на v_p^2 и на $\langle q_\alpha \rangle$ и, используя обычное определение изотопного дайвен-фактора для делящихся ядер среды $D_i = \overline{v_p(v_p - 1)} / \overline{v_p^2}$, получим

$$\frac{N}{2S\Delta t} = \frac{(1 - k'_{0p}) \langle \varphi^+ \left(\Sigma_f \varphi + \frac{q}{v_p} \right) \rangle \left\langle \varphi^+ \frac{q}{v_p} \right\rangle \left\langle \frac{q_\alpha}{v_p} \right\rangle}{\langle \Sigma_f \varphi (\varphi^+)^2 \rangle D_i}. \quad (14)$$

Назовем пространственным дайвен-фактором для данного случая размножающей среды с источником величину D_{Sq} :

$$D_{Sq} = \frac{\left\langle \frac{q_\alpha}{v_p} \right\rangle \langle \Sigma_f \varphi \varphi^{+2} \rangle}{\left\langle \varphi^+ \left(\Sigma_f \varphi + \frac{q_\alpha}{v_p} \right) \right\rangle \left\langle \frac{q_\alpha \varphi^+}{v_p} \right\rangle}, \quad (15)$$

тогда из (14) и (15) получаем

$$\frac{D_i D_{Sq} N}{2S\Delta t} = \left\langle \frac{q_\alpha}{v_p} \right\rangle (1 - k'_{0p}). \quad (16)$$

Таким образом, из росси- α -измерений и дополнительных вычислений величин D_{Sq} можно определить величину k_{0p}' . Вводя расчетную поправку на отличие k_{0p}' от k - эффективного коэффициента размножения нейтронов (решая условно-критическое уравнение для потока всех нейтронов или, что то же самое, находя решение уравнения (17)

$$\chi \hat{F} \varphi - \hat{L} \varphi + q_\alpha(x) = 0 \quad (17)$$

и соответствующего условно-критического уравнения для сопряженного потока φ_k^+ и вычисляя

$$k = \frac{\langle \varphi_k^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle}{\langle \varphi_k^+ \chi \hat{F} \varphi \rangle + \langle \varphi_k^+ q_\alpha \rangle}, \text{ получим расчетную поправку } (k - k_{0p}')_{\text{расч}}, \text{ добавка кото-}$$

рой к полученной из (16) величине $(k_{op}')_{эксп}$ позволяет получить адекватную расчету величину k .

Этот случай соответствует размножающей среде с небольшим количеством источников спонтанных делений (например, содержащей высокообогащенный уран). На практике обычно встречаются среды с заметным таким источником.

Если $v_S Q_S(x)$ - источник нейтронов от спонтанных делений, то тогда некоррелированная составляющая $R(t)$ в (5) будет определяться через

$$C = \varepsilon \langle \varphi^+ (v_p \Sigma_f \varphi + v_S Q_S) \rangle. \quad (18)$$

Величину $P_{кор}(t)$ запишем в виде (это возможно при равных эффективностях ε [4])

$$P_{кор}(t_1, t_2) dt_1 dt_2 = \frac{\varepsilon^2}{2\alpha_0 \ell^2} \left[\overline{v_p(v_p - 1)} \cdot \Sigma_f \varphi + \overline{v_{sp}(v_{sp} - 1)} \cdot Q_S \right] \langle \varphi^+ \rangle^2 e^{\alpha(t_2 - t_1)} dt_1 dt_2. \quad (19)$$

Проведя аналогичные преобразования, вместо (13) получим

$$\frac{N}{2S\Delta t} = \frac{(1 - k'_{op})^2 \langle (v_p \Sigma_f \varphi + v_S Q_S) \varphi^+ \rangle^2}{(1 - \beta)^2 \langle \overline{v_p(v_p - 1)} \cdot \Sigma_f \varphi + \overline{v_{sp}(v_{sp} - 1)} Q_S \rangle \langle \varphi^+ \rangle^2}. \quad (20)$$

В данном случае возможны дальнейшие преобразования выражения (15), аналогичные (14) и (15). Однако удобнее, как будет видно позднее, выносить за скобки не v_p , а v_S .

Вынося из числителя $v_{sp} \overline{v_{sp}(v_{sp} - 1)}$ из знаменателя и обозначив

$$\eta = v_p / v_{sp}; \quad \theta = \overline{v_p(v_p - 1)} / \overline{v_{sp}(v_{sp} - 1)}; \quad D_{is} = \overline{v_{sp}(v_{sp} - 1)} / v_{sp}^2 \quad (21)$$

(D_{is} - изотопный дайвен-фактор для спонтанных делений); переписав (12) в виде

$$C = \varepsilon \langle \varphi^+ (v_p \hat{F} \varphi + v_S Q_S) \rangle = \varepsilon v_S \langle (\theta \Sigma_f \varphi + Q_S) \varphi^+ \rangle = \frac{\varepsilon v_S \langle \varphi^+ Q_S \rangle}{1 - k'_{op}} \quad (22)$$

и разделив и умножив правую часть (20) на полную интенсивность делений спонтанного источника $\langle Q_S \rangle$, получим аналог пространственного дайвен-фактора для реактора со спонтанным источником и реальным детектором:

$$D_{qs} = \frac{\langle Q_S \rangle \langle (\theta \Sigma_f \varphi + Q_S) (\varphi^+)^2 \rangle}{\langle Q_S \varphi^+ \rangle \langle (\theta \Sigma_f \varphi + Q_S) \varphi^+ \rangle}; \quad (23)$$

из (20) аналогично (16) получим:

$$E_S = \frac{D_{is} D_{qs} N}{2S \Delta t} \Big|_{sp} = \langle Q_S \rangle (1 - k'_{op}). \quad (24)$$

Зная величины $\langle Q_S \rangle$ и Δt , используя параметры измеренного Росси- α -распределения N, S и рассчитывая D_{qs} , получим $1 - k'_{op}$ и, аналогично выше сказанному, в итоге k .

Такая (23) форма записи D_{qs} допускает предельный переход к неразмножающей среде ($\Sigma_f = 0, k = 0$), т.е. к определению абсолютной интенсивности протяженного источника спонтанных делений (размеры которого сравнимы с размерами детектора) [4]. Для «точечного» источника $D_{qs} = 1$ [6].

Если величина $\langle Q_S \rangle$ неизвестна, то можно использовать дополнительный источник Cf - 252 с известной интенсивностью делений Q_{cf} . Тогда, добавив к $v_S Q_S$ нейтроны источника Cf - 252, из (18) получим

$$\langle \varphi^+ (vF\varphi + v_S Q_S + v_{Cf} Q_{Cf}) \rangle = \frac{\langle \varphi^+ (v_S Q_S + v_{Cf} Q_{Cf}) \rangle}{1 - k'_{0p}}.$$

Проводим преобразования, аналогичные (21)-(24), с учетом для источника Cf: $\eta_C = v_{pCf} / v_{sp}$; $\theta_C = \overline{v_{pCf}(v_{pCf} - 1)} / \overline{v_{sp}(v_{sp} - 1)}$, тогда

$$D_{qSC} = \frac{\langle \eta_C Q_{Cf} + Q_S \rangle \langle (\theta \Sigma_f \varphi + \theta_C Q_{Cf} + Q_S) (\varphi^+)^2 \rangle}{\langle (\eta_C Q_{Cf} + Q_S) \varphi^+ \rangle \langle (\eta \Sigma_f \varphi + \eta_C Q_{Cf} + Q_S) \varphi^+ \rangle}, \quad (25)$$

$$E_{SC} = \frac{D_{IS} D_{qSC} N}{2S \Delta t} \Big|_{Sp+Cf} = (\eta_C Q_{Cf} + \langle Q_S \rangle) (1 - k'_{0p}), \quad (26)$$

$$E_{SC} - E_S = \eta_C Q_{Cf} (1 - k'_{0p}). \quad (27)$$

Отсюда следует, что хотя в знании интенсивности $\langle Q_S \rangle$ нет необходимости, тем не менее, знать, что такое спонтанно делящийся изотоп в среде и каково его пространственное распределение, необходимо. Правда, для всех четно-четных делящихся изотопов величины v_S и D_{IS} почти одинаковы.

Представляло интерес проверить вышеприведенные результаты определением величины подкритичности слабаразмножающих систем. В качестве такой системы были взят плутониевый блок, набранный из плутониевых таблеток БФС. Подробное описание условий проведенных измерений и их результаты содержатся в работе [5]. Здесь же ограничимся кратким изложением.

Плутониевый блок состоял из трех алюминиевых цилиндрических контейнеров (рис. 1), в которых помещалось по 20 таблеток весом 52,8 грамма каждая с содержанием изотопа ^{239}Pu 95%. Таблетки были в стальной оболочке весом 12,4 г (см. рис. 2).

Три контейнера с плутонием устанавливались в гексагональной геометрии с шагом 52 мм (рис. 4), в зазоре между ними мог помещаться Cf-источник (длина = 14 мм.).

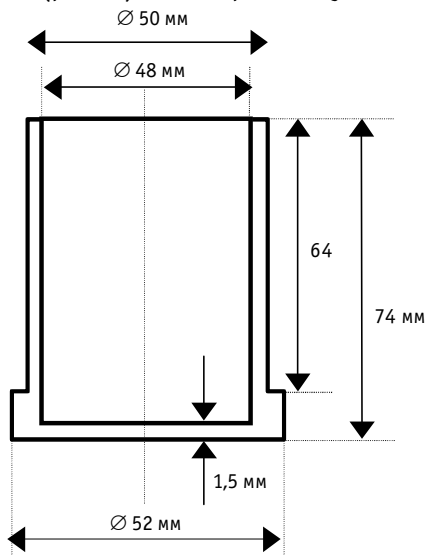


Рис. 1. Контейнер

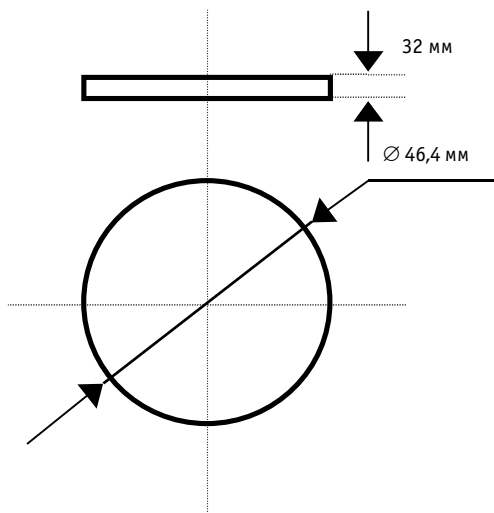


Рис. 2. Pu-таблетка в стальной оболочке

Обычно для росси- α -измерений детекторами нейтронов служат счетчики с бором или гелием-3. Для регистрации быстрых нейтронов (практически со спектром деления) в этих измерениях была создана новая измерительная установка [5]. В ней используются сцинтилляционные детекторы на основе органических кристаллов стильбена с дискриминацией импульсов от комптоновских электронов отдачи по времени высвечивания. Такие детекторы имеют порог регистрации нейтронов около 0.8 МэВ и не регистрируют запаздывающие нейтроны. «Ширина» коррелированной части временного росси- α -распределения при этом определяется временным разрешением такого дискриминатора (временем, необходимым для различения импульсов от комптоновских электронов отдачи и от протонов отдачи), а не временем спада нейтронной плотности ($1/\alpha_0$, см. (1), которое для этих систем около 10 наносекунд). Эта «ширина» близка к одной микросекунде.

Блок-схема временного анализа содержит три канала детектирования (№ 1, №2, №3) с сцинтилляторами размерами 20*60, 30*60, 60*60 мм (высота*диаметр) соответственно и систему отбора и регистрации событий. Такие размеры обеспечивали вероятность регистрации попадавших на сцинтилляторы нейтронов 30 – 50%.

Отсчеты по каналам № 1 и № 2 суммируются и служат стартовым сигналом ВА, а с канала № 3 импульсы подаются с задержкой 3 микросекунды на счетный вход. При этом скорости счета стартовых и счетных импульсов близки.

Из-за малого времени спада нейтронной плотности вся коррелированная часть распределения (а не только часть для $t \geq 0$ (см. (6)) попадала в область временного разрешения и полностью регистрировалась через 3 микросекунды от старта (см. например [3, 7]. Поэтому в формулах (19) и (21) следует опустить множитель 2 в знаменателе левой части. Как известно, этот множитель в знаменателе возникает при условии, что регистрация второго нейтрона происходит позднее старта (для $t \geq 0$, см. (1)).

Расположение детекторов друг относительно друга показано на рис.3. Каждый из детекторов был закрыт слоем свинца толщиной 40 мм. Расстояние от края свинца каждого из детекторов до точки, в которую помещался изучаемый плутониевый блок (S_0), составляло 205 мм. Детектор N3 мог находиться под различными углами относительно оси симметрии детекторов №1 и №2, расположенных друг против друга. В этих измерениях он находился под углом 120° относительно оси 0-0'

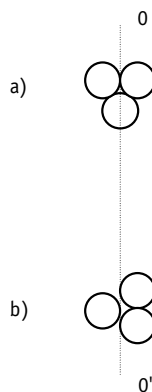
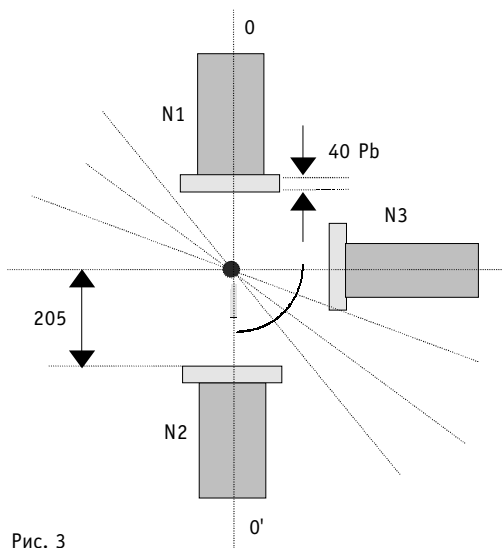


Таблица 1

Результаты измерений росси-α

	$(N/S\Delta t) \cdot 10^{-4}$	$Q_f \cdot 10^{-4}$ измеренное *	$Q_f \cdot 10^{-4}$ ** паспорт
Cf 27-30.07.99г.	12.34 ± 0.11	10.49 ± 0.10	10.52 ± 0.18
90° Pu блок	4.14 ± 0.05		6.92 ± 0.05
0°	4.04 ± 0.04		
Cf 27.08.99- 01.09.99	12.22 ± 0.21	10.39 ± 0.18	10.29 ± 0.18
90° Pu блок + Cf	11.18 ± 0.12		$10.29 + 6.92$
0°	11.74 ± 0.10		$=17.21 \pm 0.34$
Cf 09.09.99 –15.09.99	11.93 ± 0.09	10.14 ± 0.08	10.24 ± 0.18
90° Pb блок + Cf	11.63 ± 0.08	9.88 ± 0.08	10.24 ± 0.18
0°	12.07 ± 0.21	10.26 ± 0.18	

* - статистическая погрешность. Погрешность дайвен- фактора Cf-252 » 1%

** - погрешность полная

(рис.3) Блок из трех цилиндров находился в положении а) - 0° и б) - 90° относительно оси 0-0' (рис. 4).

Во втором столбце табл. 1 представлены результаты измерений параметров росси-α $N/S\Delta t$. В третьем столбце - измеренная интенсивность делений, полученная умножением результатов второго столбца на изотопный дайвен- фактор Cf-252 $D_i = 0.85$.

Действительно, для точечного источника и неразмножающей ($S_f = 0$, $1 - \tilde{k} = 1$) среды фактор $D_{qS} = 1$, выражение (24) преобразуется в

$$Q_{cf} = \frac{D_{cf} N}{S \Delta t} \quad (28)$$

и абсолютная интенсивность делений точечного источника Cf - 252 определялась согласно (28).

В четвертом столбце приведены паспортные значения интенсивности деления источника (Q_f), на день измерений для Cf и спонтанных делений Pu-240, в дел/с. Повторные измерения интенсивности деления источника Cf (2, 4 и 6 строки таблицы) демонстрируют воспроизводимость результатов измерений.

В последней строке таблицы приведены результаты измерений Cf в свинцовом блоке. Свинцовый блок представлял собой композицию из тех же трех цилиндров, в которых таблетки плутония заменены на таблетки свинца. Целью этого эксперимента было определение влияния неупругого рассеяния (сечения неупругого рассеяния плутония и свинца близки) в отсутствие размножения, т.к. используемая в измерении техника ранее никогда для подобных целей не применялась.

Как видно из результатов таблицы, величины Q для Cf и для Cf в свинцовом блоке одинаковы в пределах погрешности.

Здесь и далее (кроме погрешности в паспортах для Cf и Pu) указана средняя ошибка отдельного измерения (корень квадратный из суммы квадратов отклонений от среднего, деленное на число измерений). Как видно, эта ошибка близка к статистической, поскольку при определении величины $N/S\Delta t$ «площадь» S обычно была близка к 10000, а погрешность определении N была меньше 0.5%. Отметим большую разницу в результатах измерений $N/S\Delta t$ для блоков с Cf (строка 5 табл. 1), чем для Pu блока без него (строка 3 табл. 1). К тому же у нее другой знак, что связано, по-

видимому, с различием в вероятности выхода нейтронов источника Cf в направлении детекторов.

Анализ измерений проводился нами путем решения в интегрально-транспортном приближении уравнения (3) для потока нейтронов $\phi(x)$, сопряженного уравнения (2) и соответствующего условно-критического уравнения для сферической модели [5]. Радиус такого сферизованного блока (шара) выбирался из условия равных объемов. При вычислении объема блока внешняя граница проводилась по огибающей (невогнутой) плутониевых таблеток. Расчеты проводились для шара с таким радиусом, равным 4.54 см.

Для вычисления D_{qS} (18) и D_{qSC} (20) использовались величины из табл. 2.

Таблица 2

	Спонтанное деление ^{240}Pu	Деление ^{239}Pu	Спонтанное деление ^{252}Cf
ν	2.15	3.13 ($\eta = 1.46$)	3.75 ($\eta_c = 1.74$)
ν^2	4.62	9.8	14.06
Изотопные факторы D	.817	.816	.85
$\nu(\nu-1)$	3.78	8.0 ($\theta=2.12$)	11.95 ($\theta_c=3.16$)

В табл. 3 приведены результаты вычислений D_{qS} и D_{qSC} с использованием ϕ^+ и ϕ^+_k .

Таблица 3

Результаты расчетов для R=4.54 см

Усреднение по:	ϕ^+	ϕ^+_k
D_{qS} (Spont)	1.285 ($k'_0 = 0.434$)	1.372 ($k = 0.440$)
D_{qSC} (Spont + Cf)	1.532 ($k'_0 = 0.465$)	1.567 ($k = 0.440$)

В скобках приведены величины k'_0 (9) и k . Значения k не зависят от вида источника нейтронов и совпадают с полученным при нахождении ϕ^+_k собственным значением условно-критического уравнения.

Расчеты методом Монте-Карло реального блока, проведенные Ю.А. Кураченко, и В.В. Колесовым дали величину $k = 0.422$.

В табл. 4 приведены результаты для $1-k'_{0p}$ и $1-k_{0p}$, полученные согласно (24) и (27) из данных табл. 1 и 3.

Таблица 4

Источники	Углы	ϕ^+			ϕ^+_k	
		$1-k'_{0p}$	k'_{0p}	$k_{\text{exp}}(\phi^+)$	$1-k_{0p}$	$k_{\text{exp}}(\phi^+_k)$
Q_{SP}	90°	0.613	0.387	$0.397 \pm .004$	0.654	$0.346 \pm .004$
	0°	0.628	0.372	$0.382 \pm .004$	0.671	$0.329 \pm .004$
$Q_{SP}+Q_{Cf}$	90°	0.543	0.457	$0.436 \pm .007$	0.545	$0.455 \pm .007$
	0°	0.577	0.423	$0.402 \pm .007$	0.579	$0.421 \pm .007$

Данные 3-го столбца получены с использованием D_{qS} и D_{qSC} второго столбца таблицы 3, а 6-го – третьего столбца.

В последнем столбце приведены экспериментальные величины эффективного коэффициента размножения $k_{\text{exp}}(\phi^+)$ с использованием традиционного усреднения по ϕ^+_k .

В 5 столбце – результаты вычисления поправки на отличие расчетных величин k' и k (см. табл. 3). Для получения экспериментальных величин $k_{\text{exp}}(\varphi^+)$ использовалось соотношение

$$k_{\text{exp}}(\varphi^+) = k'_{0p\text{exp}} + (k(\varphi_k^+) - k'_{0p}(\varphi^+))_{\text{calc}}$$

согласно упомянутому ранее.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Конечно, анализ измерений, проведенный нами в сферической модели, является очень грубым. На это, в первую очередь, указывает на различие в результатах изменений $N/S\Delta t$ под разными углами, что говорит о значительной азимутальной асимметрии. Она более заметна в измерении блока с Cf и проявляется также в опытах со свинцом (последняя строка табл. 1). Соответственно больше и разброс в $k_{\text{exp}}(\varphi^+)$ и в $k_{\text{exp}}(\varphi_k^+)$.

Тем не менее, представляло интерес сравнить среднее значение (и его разброс) экспериментально определенных коэффициентов размножения. Для данных табл. 4 оно оказалось

$$k_{\text{exp}}(\varphi^+) = 0.40 \pm 0.02,$$

$$k_{\text{exp}}(\varphi_k^+) = 0.39 \pm 0.05.$$

Меньший разброс для $k_{\text{exp}}(\varphi^+)$ указывает, по-видимому, на более корректный учет особенностей эксперимента при использовании решения сопряженного (по отношению к скорости счета такого детектора) неоднородного уравнения (2) и на большую пригодность такого подхода для анализа по сравнению с традиционными.

Имеется два пути получения более определенных заключений:

- проведение Монте-Карло анализа всего эксперимента (с решением уравнений (2) и т.д.);
- проведение измерений с этой установкой для более простой геометрии (например, цилиндрической). Такие измерения планируется провести с сухой решеткой стенда МАТР.

Литература

1. Tsutomu Iijima On the background counts in the Rossi – alfa experiment. Nukleonik, Band 11, Heft 3, 1968. - P. 157.
2. Дулин В.А., Дулин В.В. Измерения подкритических состояний размножающих сред // Атомная энергия. – 1999. - Т. 86. - Вып. 2. - С. 99-103.
3. Дулин В.А. Об определении эффективного коэффициента размножения нейтронов методами импульсного статистического источника // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2002. – №1. - С. .
4. Дулин В.В. К вопросу об определении абсолютной интенсивности источников методом совпадений. Ядерная энергетика, Обнинск, (в печати).
5. Дулин В.В., Матвеев И.П., Кулабухов Ю.С., Ткачук Н.Н. Об одной возможности контроля плутониевых изделий в контейнерах: Препринт ФЭИ – 2827, 1999.
6. Дулин В.А., Михайлов Г.М. Измерение эффективной доли запаздывающих нейтронов методом α – росси // Атомная энергия. – 1995. - Т. 78. - Вып. 3. - С. 151-155.
7. Дулин В.А., Дулин В.В. Измерения подкритических состояний размножающих сред импульсными статистическими методами: Избранные труды ФЭИ - 2000. Ч. 1. Обнинск, 2001. - С. 30-34.

Поступила в редакцию 11.10.2001

ABSTRACTS OF THE PAPERS

УДК 621.311.25: 621.039.58

Systematization of Probabilistic Analysis of NPP Fire Safety Problems \ I.B. Kuzmina, N.L. Salnikov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 6 pages, 2 illustrations. – References, 5 titles.

Matrix model of Probabilistic Analysis of NPP Fire Safety (PAFS) is suggested. Such presentation of PAFS researching provides comfortable and visible understanding of PAFS volume and probabilistic values. Different blocks of matrix are the complexes of the problems. Particularities of PAFS performance are considered, and also listing of general problems with their interfaces is formed.

УДК 621.039.51: 539.1.074

Determination low multiplying subcritical states by Rossi- α technique \ V.V. Doulin, I.P. Matveenko; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 9 pages, 4 tables, 4 illustrations. – References, 7 titles.

The method of obtaining the spatial corrections at measurement of low multiplying subcritical states by Rossi- α technique was applied. For that solution of inhomogeneous equation adjoint with respect to detector count rate is used.

The experiment on determination of value of low multiplying subcriticality of media (3 kg ^{239}Pu (95%)) was carried out. A new installation for registration Rossi – ? distribution was developed that has essentially improved accuracy of measurements.

The measurement results were analysed with using this new method and traditional method for calculation of spatial corrections using solution of homogeneous relative asymptotic power equation.

УДК 621.039.5: 621.039.547.5

Physical characteristics of the light-water reactor with ultra-long life of thorium-based fuel \ G.G. Koulikov, A.N. Shmelev, E.F. Kryuchkov, G.V. Tikhomirov, M.Yu. Ternovikh, V.A. Apse, M. Saito, V.V. Artisyuk; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 11 pages, 4 tables, 1 illustration. – References, 11 titles.

Physical characteristics of the light-water reactor loaded with (Th-Pa-U)-fuel are analysed. It is demonstrated that introduction of ^{231}Pa into Th-based fuel composition opens a possibility of principle to reach ultra-long life-time of fuel due to stabilization of its multiplying properties during the reactor operation.

УДК 621.039.53: 621.039.526

Analysis of Applicability of the Gallium and its Alloys for Cooling of LMFR \ V.S. Okunev; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 10 pages, 2 tables, 3 illustrations. – References, 14 titles.

The possibilities of applicability of the gallium and Na-Ga-Pb-alloys (with different concentrations of the components) as a coolant of the LMFR are researched by the base of analysis of the physical and chemical properties, problem of compatibility with construction materials, inherent safety.

УДК 539.1.01.07: 621.039.516

Simulation of Spent Fuel Burnup Determination System \ S.G. Oleynik, V.A. Boltenkov; Editorial board of Journal "Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy, Yadernaya energetika" (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2002. – 14 pages, 2 tables, 7 illustrations. – References, 8 titles.

A structural chart of the system for spent fuel burnup control in real time is proposed. The formation of intensity field of gamma-radiation from monitored fuel assembly in an optional point of