

## К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УМНОЖЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ГЛУБОКО ПОДКРИТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

**В.А. Грабежной, В.А. Дулин, В.В. Дулин, Г.М. Михайлов**

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



Разработана модификация метода Росси- $\alpha$  для определения умножения нейтронов в глубоко подкритических состояниях размножающих сред. Она состоит в измерении интеграла по времени (метод площадей) от коррелированной части распределения и интеграла в области, не зависящей от времени части распределения (область постоянного фона), а не самих измеренных величин постоянных спада нейтронной плотности нейтронов  $\alpha$ . Это позволяет проводить расчетный анализ, используя интегральное по времени уравнение для потока нейтронов и не использовать представления точечной модели кинетики. При расчете пространственно-корреляционного фактора применяется решение сопряженного (по отношению к скорости счета детектора) неоднородного уравнения. Его вычисление проводится с учетом делений среды и делений в источнике спонтанных нейтронов. Для получения умножения нейтронов в среде (и эффективного коэффициента размножения нейтронов) не требуется знание эффективной доли запаздывающих нейтронов. Проведены измерения с плутоний-стальными и уран-стальными блоками, и блоками из двуокиси урана разного обогащения. Измеренные величины умножения нейтронов в диапазоне 0.15–0.45 хорошо согласуются с результатами расчетов.

В работах [1–3] было предложено использовать модификацию метода Росси- $\alpha$  для определения глубоко подкритических состояний размножающих сред. Модификация состоит в использовании интеграла по времени от коррелированной части распределения и  $N = C \Delta t$  – интеграла в интервале  $\Delta t$  в области, не зависящей от времени части распределения (область постоянного фона), а не самих измеренных величин постоянных спада нейтронной плотности нейтронов  $\alpha$ . Заметим, что использование такого метода (метода площадей) стало возможным после выявления природы временной зависимости некоррелированного фона [4] и получения из данных эксперимента количественной поправки для величины фона в области коррелированной части распределения [5].

По мере удаления от критического состояния все большую роль приобретает конкретное положение детекторов и источников нейтронов. В этом случае для вычисления пространственно-корреляционного фактора  $D_S$  наряду с уравнением переноса с источником нельзя использовать решение сопряженного однородного условно-критического уравнения, т.к. результаты эксперимента с таким  $D_S$  при тестировании, сильно расходились с расчетом.

© В.А. Грабежной, В.А. Дулин, В.В. Дулин, Г.М. Михайлов, 2006

В работах [2, 3] предложено для вычисления  $D_S$  наряду с решением уравнения переноса нейтронов с источником  $\varphi(x)$  использовать  $\varphi_\sigma^+(x)$  – решение сопряженного ему (по отношению к скорости счета такого детектора) неоднородного уравнения

$$\hat{F}^+ \chi \varphi_\sigma^+ - \hat{L} \varphi_\sigma^+ + \sigma(\vec{r}, E) = 0; \quad \sigma(\vec{r}, E) = \begin{cases} \sigma_d(E), \vec{r} \in W, \\ 0 \end{cases}, \quad (1)$$

где  $\sigma(\vec{r}, E)$  – макроскопическое сечение регистрации нейтронов детектором, расположенным в области  $W$ , а  $(x)$  – все переменные  $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ . Здесь  $\varphi_\sigma^+(x)$  является эффективностью детектора по отношению к одному родившемуся в точке  $x$  нейтрону, т.е. ценностью регистрируемых детектором нейтронов. Ее величина однозначно определяется как решение неоднородного уравнения (1) для конкретно заданного детектора. В настоящей работе проведено тестирование предложенного метода для плутониевых и урановых глубоко подкритических систем. Напомним основные положения работ [1–3].

Если  $q(x)$  – интенсивность источника нейтронов, то стационарная плотность потока мгновенных нейтронов  $\Phi(x)$  описывается неоднородным уравнением

$$(1 - \beta_{eff}) \chi_p \hat{F} \Phi - \hat{L} \Phi + q(x) = 0. \quad (2)$$

При  $q(x) = v_{sp} Q_S(x)$  – известной интенсивности источника нейтронов от спонтанных делений, скорость отсчетов детектора мгновенных нейтронов от всех делений  $C_p$

$$C_p = \langle (v_p \Sigma_f \Phi + v_{sp} Q_S) \cdot \varphi_\sigma^+ \rangle, \quad (3)$$

где  $v_p = v(1 - \beta_{eff})$  – количество мгновенных нейтронов на 1 деление;  $\Sigma_f \varphi(x)$  – скорость делений ядер среды, а  $\langle \rangle$  – символ интегрирования по всем переменным  $(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ .

Временное Росси- $\alpha$  распределение  $R(t)$  цепочки вторых отсчетов (при условии, что в момент  $t = 0$  произошел первый, послуживший стартом временного анализатора (ВА) с постоянной длительностью развертки, как известно, имеет вид

$$R(t) dt = C_p dt \frac{1}{C_p} P_{кор}(t) dt. \quad (4)$$

В методе площадей при использовании интегралов по  $t$  нет необходимости в приближении точечной модели кинетики (в обычно используемой традиционной экспоненциальной зависимости  $P_{кор}(t)$ ). Действительно, при коэффициенте размножения нейтронов  $k \approx 0.5$  количество нейтронов в цепочке быстро уменьшается и говорить о наблюдении постоянной спада плотности мгновенных нейтронов а не имеет смысла. Однако величина умножения мгновенных нейтронов в среде  $R_{kp}$  от  $v_{sp} Q_S(x)$  введенных в нее нейтронов существует и, как известно, определяется выражением

$$R_{kp} = 1 + \frac{\langle \varphi_k^+ v_p \Sigma_f \Phi \rangle}{\langle \varphi_k^+ v_{sp} Q_S \rangle} = \frac{1}{1 - k_p}, \quad (5)$$

где  $k_p$  и  $\varphi_k^+(x)$  – собственное значение и решение сопряженного условно-критического уравнения

$$\frac{1}{k_p} \hat{F}^+ \chi \varphi_k^+(x) - \hat{L}^+ \varphi_k^+(x) = 0. \quad (6)$$

Аналогично величине  $R_{kp}$  можно определить умножение мгновенных нейтронов, регистрируемых детектором  $R_{\sigma p}$

$$R_{\sigma p} = 1 + \frac{\langle \varphi_\sigma^+ v_p \Sigma_f \Phi \rangle}{\langle \varphi_\sigma^+ v_{sp} Q_S \rangle}. \quad (7)$$

Именно эта величина связана с показаниями используемого детектора (1).

Соответственно можно аналогично (5) определить величину  $k'_{\sigma p}$ , связанную с  $R_{\sigma p}$ :

$$R_{\sigma p} = \frac{1}{1 - k'_{\sigma p}}. \quad (7')$$

В каждой цепочке от одного деления детектор из-за умножения нейтронов регистрирует в  $R_{\sigma p}^2$  раз больше совпадений, чем от одного деления (т.е. эффективность детектора есть теперь  $\varphi_{\sigma}^+ \cdot R_{\sigma p}$ ):

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P_{\text{кор}}(t) dt = \left[ \overline{v_p(v_p - 1)} \cdot \Sigma_f \Phi + \overline{v_{sp}(v_{sp} - 1)} \cdot Q_s \right] \cdot (\varphi_{\sigma}^+)^2 \cdot R_{\sigma p}^2. \quad (8)$$

Обозначим через  $S$  интеграл по времени от коррелированной части распределения

$$S = \frac{1}{C_p} \int_{-\infty}^{+\infty} P_{\text{кор}}(t) dt.$$

Измерив распределение  $R(t)$  и найдя  $S$  и  $N = C_p \Delta t$ , получим связь между ними и скоростями делений (см. (3) и (8)):

$$\frac{N}{S \Delta t} = \frac{C_p^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} P_{\text{кор}}(t) dt} = \frac{\langle (v_p \Sigma_f \Phi + v_{sp} Q_s) \varphi_{\sigma}^+ \rangle^2}{\left[ \overline{v_p(v_p - 1)} \cdot \Sigma_f \Phi + \overline{v_{sp}(v_{sp} - 1)} \cdot Q_s \right] \cdot (\varphi_{\sigma}^+)^2 \cdot R_{\sigma p}^2}, \quad (9)$$

здесь слева – результат эксперимента  $\frac{N}{S \Delta t}$ , справа – соответствующая расчетная величина, содержащая, однако, известную величину  $\langle v_{sp} Q_s \rangle$ . Для удобства сравнения с экспериментом выделим ее, умножив числитель и знаменатель правой части на  $\langle v_{sp} Q_s \rangle$  и обозначим пространственно-изотопный корреляционный фактор для среды со спонтанным источником и реальным детектором как  $D_{is}^{sp}$ :

$$D_{is}^{sp} = v_{sp} \times D_i^{sp} \times D_s = \frac{\langle v_{sp} Q_s \rangle \langle [\overline{v_p(v_p - 1)} \cdot \Sigma_f \Phi + \overline{v_{sp}(v_{sp} - 1)} \cdot Q_s] (\varphi_{\sigma}^+)^2 \rangle}{\langle (v_p \Sigma_f \Phi + v_{sp} Q_s) \varphi_{\sigma}^+ \rangle^2}, \quad (10)$$

где  $D_s$  – пространственный корреляционный фактор. Для вычисления  $D_{is}^{sp}$  надо знать величины  $\overline{v_p(v_p - 1)}$  и  $\overline{v_{sp}(v_{sp} - 1)}$ . Их проще всего получить из изотопных корреляционных факторов (Дайвен-факторов)

$$D_i = \frac{\overline{v_p(v_p - 1)}}{\overline{v_p}^2} \quad \text{и} \quad D_i^{sp} = \frac{\overline{v_{sp}(v_{sp} - 1)}}{\overline{v_{sp}}^2} \quad (11)$$

и величин  $(\overline{v_p})^2$ ,  $(\overline{v_{sp}})^2$  или вычислить с использованием измеренных распределений множественности мгновенных нейтронов  $p(v)$  [7, 8].

Используя определение  $D_{is}^{sp}$  (см. (10)), перепишем (9):

$$E_{sp} = \frac{D_{is}^{sp} N}{S \Delta t} \bigg|_{sp} = \langle n_{sp} Q_s \rangle \times (1 - k'_{\sigma p \text{exp}})^2. \quad (12)$$

Зная величины  $\langle v_{sp} Q_s \rangle$  и  $\Delta t$ , используя параметры измеренного Росси- $\alpha$  распределения  $N$  и  $S$  и рассчитывая  $D_{is}^{sp}$  (см. (1), (2) и (10)), найдем  $k'_{\sigma p \text{exp}}$ . Эту полученную

из эксперимента (с использованием поправки  $D_{is}^{Sp}$ ) величину следует сравнить с рассчитанной  $K'_{\sigma p}$  (см. (7)). Разница  $K'_{\sigma p \text{ exp}} - K'_{\sigma p}$  (и соответственно  $R_{\sigma p \text{ exp}} - R_{\sigma p}$ ) и есть поправка на отличие результатов измерений с конкретным детектором (2) от результатов соответствующих расчетов для этого же детектора.

Разница же  $K'_p - K'_{\sigma p}$  (и соответственно  $R_{kp} - R_{\sigma p}$ ) есть расчетная пространственная поправка на разницу в результатах, полученных в расчетах с конкретным детектором (1) и «идеальным» детектором, который давал бы величину эффективного коэффициента размножения  $k_p$  (см. (5)).

Если величина  $\langle Q_s \rangle$  неизвестна, то можно использовать дополнительный источник Cf-252 с известной интенсивностью делений  $Q_{cf}$ , измерить с ним распределение  $R(t)$  и найти новые величины  $S$  и  $N$ . Для этого надо добавить к  $v_s Q_s$  нейтроны источника Cf-252  $v_{cp} Q_{cf}$ , с такой суммой найти новую стационарную плотность потока мгновенных нейтронов  $\Phi(x)$  (1). Добавляя к  $v_{sp}(v_{sp}-1) \cdot Q_s$  в (8) величину  $v_{cp}(v_{cp}-1) \cdot Q_{cf}$ , вместо (10) получим  $D_{is}^{Sp+Cf}$ :

$$D_{is}^{Sp+Cf} = \frac{\langle v_{sp} Q_s + v_{cp} Q_{cf} \rangle \left\langle \left[ v_p(v_p-1) \cdot \Sigma_f \Phi + v_{sp}(v_{sp}-1) \cdot Q_s + v_{cp}(v_{cp}-1) \cdot Q_{cf} \right] (\Phi_\sigma^+)^2 \right\rangle}{\langle (v_p \Sigma_f \Phi + v_{sp} Q_s + v_{cp} Q_{cf}) \Phi_\sigma^+ \rangle^2} \quad (13)$$

$$E_{Sp+Cf} = \frac{D_{is}^{Sp+Cf} N}{S \Delta t} \Big|_{Sp+Cf} = \langle v_{sp} Q_s + v_{cp} Q_{cf} \rangle \times (1 - K'_{\sigma p \text{ exp}})^2. \quad (14)$$

Вычитая из (13) (12), получим

$$E_{Sp+Cf} - E_{Sp} = v_{cp} Q_{cf} \times (1 - K'_{p \text{ exp}})^2. \quad (15)$$

Хотя в точном знании абсолютной интенсивности  $Q_s$  нет необходимости, тем не менее знать, что за спонтанно делящийся изотоп в среде и каково его пространственное распределение, все же необходимо для вычисления факторов  $D_{is}^{Sp}$  и  $D_{is}^{Sp+Cf}$ .

Если детектор регистрирует и запаздывающие нейтроны, то

$$C = \langle (v \Sigma_f \Phi + v_s Q_s) \cdot \Phi_\sigma^+ \rangle, \quad (16)$$

а стационарная плотность потока всех нейтронов  $\Phi$  является решением уравнения:

$$\chi \hat{F} \Phi - \hat{L} \Phi + v_s Q_s = 0.$$

Тогда во всех выражениях величина  $C_p$  из (3) должна быть заменена на  $C$  из (16). В методе учет доли запаздывающих нейтронов дает незначительную поправку к величине пространственно-корреляционного фактора, равную  $(1 - \bar{\beta}_{eff})^2$ :

$$(1 - \bar{\beta}_{eff}) = \frac{\langle [v(1 - \beta) \cdot \Sigma_f \Phi + v_s(1 - \beta_s) \cdot Q_s] (\Phi_\sigma^+)^2 \rangle}{\langle (v \Sigma_f \Phi + v_s Q_s) \Phi_\sigma^+ \rangle^2}.$$

Эта поправка уменьшается с уменьшением умножения и вообще не велика, поскольку  $\beta_s \approx 0.005$  для основных спонтанно делящихся изотопов ( $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$ ) и для  $^{239}\text{Pu}$ .

Представляло интерес проверить этот метод экспериментом в слабаразмножающих системах. В качестве таких систем были взяты цилиндрические контейнеры, набранные из таблеток плутония и урана, использующиеся на быстром физическом стенде БФС. Подробное описание условий проведенных измерений с плутониевыми блоками и результаты их предварительного анализа содержатся в [2]. Здесь же ограни-

чимся небольшим дополнением.

В измерениях использовались сцинтилляционные детекторы на основе органических кристаллов стильбена с дискриминацией импульсов от комптоновских электронов отдачи по времени высвечивания. Детекторы имели порог регистрации нейтронов 1 МэВ, т. е. не регистрировали запаздывающие нейтроны. Импульсы на счетный вход подавались с задержкой 3 мкс.

Из-за малого времени спада нейтронной плотности ( $< 0.1$  мкс) вся коррелированная часть распределения попадала в область временного разрешения дискриминатора ( $\approx 1$  мкс) и полностью регистрировалась (пик через 8 каналов, т.е. через 3.2 мкс после старта).

На рис. 1 в качестве примера приведены типичные Росси- $\alpha$  распределения для источника калифорния и для этого же источника, помещенного в плутониевый блок. Интеграл в пике в обоих случаях  $\approx 10^4$  импульса.

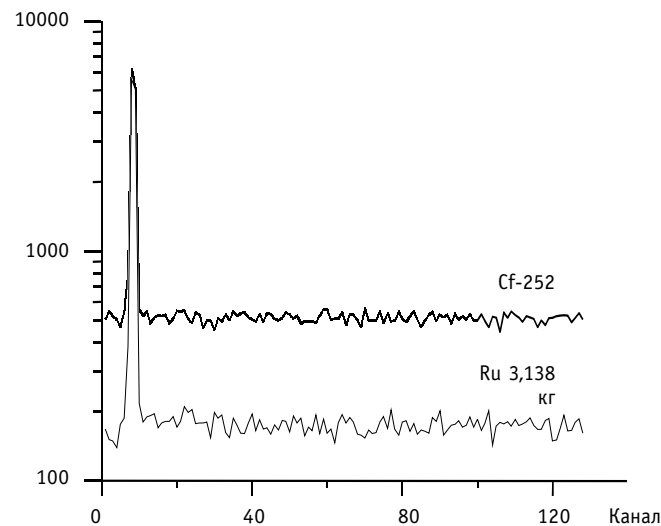


Рис. 1. Временные Росси- $\alpha$  распределения от источника Cf и от трех блоков Pu с источником  $^{252}\text{Cf}$

Отметим, что использование временного анализатора (ВА) для таких измерений необязательно, вместо него может служить стандартная схема совпадений (СС). Нами использовалась такая СС с разрешающим временем 1 и 2 мкс. Отношение параметров распределения  $R(t)$  (результат эксперимента  $\frac{N}{S\Delta t}$ ) совпало с результатами, полученными со схемой совпадений (как обычно,  $C_1$  и  $C_2$  – скорости отсчетов на входах СС, т.е. отсчетов на стартовом и счетном входах ВА).

Результаты экспериментов с плутонием и соответствующих им расчетов приведены в табл. 1. Иногда измерения проводились для разных расстояний  $R$  от центра блока до детекторов.

При оценке описываемого здесь эксперимента, прежде всего, требовалось получить численные решения уравнений (1), (2) и (6). Для этого использовалась программа TWODANT [7]. Она предназначена для решения многогруппового уравнения переноса нейтронов и фотонов методом дискретных ординат в основных двумерных и одномерных геометриях. Заметим, что для решения уравнения переноса, содержащего одновременно как источник деления нейтронов, так и источник спонтанных нейтронов, требуется применение специальной комбинированной итерационной процедуры. Такая процедура предусмотрена в алгоритме программы TWODANT. Расчеты ци-

Таблица 1

Образец	R, см	$Q_{Sp} \cdot 10^{-4}$ f/s	$\frac{N}{S\Delta t} \cdot 10^{-4}$	$D_{is}^{Sp}$	$k'_{\sigma p \text{ exp}}$	$k'_{\sigma p}$	$k'_{\sigma p} - k'_{\sigma p \text{ exp}}$	$k_p$
5 таблеток $^{239}\text{Pu}$ (89%) $m = 264$ г	17	1.50	$1.448 \pm 0.009$	1.606 (1.576)	$0.151 \pm 0.01$ (0.159)	0.187 (0.181)	0.036 (0.022)	0.198
10 таблеток $^{239}\text{Pu}$ (89%) $m = 528$ г	17	3.00	$2.50 \pm 0.01$	1.475 (1.447)	$0.244 \pm 0.012$ (0.251)	0.254 (0.25)	0.010 (-0.001)	0.269
20 таблеток $^{239}\text{Pu}$ (89%) $m = 1056$ г	21 26	$6.01 \pm 0.15$	$4.25 \pm 0.05$ $4.22 \pm 0.04$	1.387 1.389 (1.360)	$0.326 \pm 0.015$ (0.333)	0.316 (0.31)	-0.010 (-0.023)	0.333
20 таблеток $^{239}\text{Pu}$ (95%) $m = 1056$ г	21	$2.33 \pm 0.05$	$1.63 \pm 0.01$	1.378 (1.350)	$0.331 \pm 0.007$ (0.337)	0.322 (0.32)	-0.009 (-0.017)	0.338
60 таблеток $^{239}\text{Pu}$ (89%) $m = 3170$ г	40	$18.03 \pm 0.44$	$10.80 \pm 0.17$	1.276 (1.245)	$0.404 \pm 0.013$ (0.412)	0.441 (0.430)	0.037 (0.018)	0.449
60 таблеток $^{239}\text{Pu}$ (95%) $m = 3170$ г	21 40	$6.98 \pm 0.14$	$3.89 \pm 0.06$ $3.87 \pm 0.08$	1.262 1.264 (1.245)	$0.429 \pm 0.008$ (0.433)	0.449 (0.437)	0.020 (0.004)	0.457
60 таблеток $^{239}\text{Pu}$ (95%) $m = 3170$ г	40	$(6.98 \pm 0.014) +$ $(25.7 \pm 0.05)$	$21.46 \pm 0.342$	1.587 (1.366)	$0.450 \pm 0.008$ (0.496)	0.438 (0.509)	-0.012 (0.013)	0.457
60 таблеток $^{239}\text{Pu}$ (89%) $m = 3170$ г	40	$(18.03 \pm 0.44) +$ 19.66	$25.0 \pm 0.6$	1.557 (1.352)	$0.416 \pm 0.009$ (0.475)	0.432 (0.489)	0.016 (0.014)	0.449

\* – измерения с источником  $^{252}\text{Cf}$  ( $Q_{\text{Cf}} = 25.7 \cdot 10^4$  f/s и  $19.66 \cdot 10^4$  f/s).

линдрических контейнеров из таблеток плутония проводились в двумерной цилиндризованной геометрии. Расчетной моделью блоков из трех контейнеров был цилиндр с отверстием по оси, равновеликим по площади зазору между тремя контейнерами.

Для расчетов по методу дискретных ординат системы, представляющей собой блок тонкой гетерогенной структуры (таблетки плутония и урана в стальных оболочках) с источником излучения и удаленный из среды детектор, потребовался учет угловых распределений потока и ценности с высокой точностью:  $S_{16}$ ,  $S_{20}$ ,  $S_{30}$ ... Далее с помощью специальных расчетных программ с полученными решениями, прямыми и сопряженными, производилось интегрирование (свертка) по всем переменным ( $\vec{r}, E, \vec{\Omega}$ ) для каждой из указанных в формулах (10) и (13) компонент в отдельности. Полученные численные результаты – расчетные значения пространственно-изотопных факторов  $D_{is}^{Sp}$  и  $D_{is}^{Sp+Cf}$ , величин  $k'_{\sigma p}$  (см. (7), (7')) и  $k_p$  (5) – приведены в таблицах.

Проводился также расчет величин  $k'_{\sigma p}$ ,  $k_p$ ,  $D_{is}^{Sp}$  и  $D_{is}^{Sp+Cf}$  для сферизованных моделей экспериментов в интегрально-транспортном приближении. Детекторы располагались на поверхности сфер  $R_{\text{cf}}$ . В табл. 1 в скобках указаны результаты этих расчетов. Поскольку такая модель не могла претендовать на получение реалистичной величины  $k_p$ , величины  $k'_{\sigma p}$ ,  $D_{is}^{Sp}$  и  $D_{is}^{Sp+Cf}$  взяты для таких радиусов  $R_{\text{cf}}$ , при которых величина  $k_p$  сферизованных моделей совпадали с результатом TWODANT.

В первом столбце табл. 1 приведены массы и тип исследуемых образцов. Во втором столбце – расстояние от центра каждого из детекторов до центра контейнеров  $R$  [3]. В третьем столбце – абсолютные интенсивности делений спонтанных источников  $Q_{Sp}$  (их погрешность принята равной  $\pm 2\%$ ). В четвертом – величина непосредственно измеренных Росси- $\alpha$  параметров  $\frac{N}{S\Delta t}$ . В пятом – расчетные значения про-

странственно – изотопных факторов  $D_{is}^{Sp}$  (10). В шестом – экспериментально определяемая величина коэффициента  $k'_{\sigma \text{exp}}$  согласно (12), (14) и ее статистическая погрешность. В седьмом – соответствующая ей расчетная величина  $k'_{\sigma}$ . В восьмом – расхождение между ними. В девятом – рассчитанная величина эффективного коэффициента размножения нейтронов  $k_p$ .

Отметим следующее:

- результаты измерений  $N/(S\Delta t)$  не зависят от положения детектора  $R$ , как и должно быть в методе совпадений (см. третью и шестую строки );
- рассчитанные по программе TWODANT соответствующие пространственные корреляционные факторы также практически (в пределах  $\pm 0.002$ ) не зависят от положения детектора;
- величины коэффициентов  $k'_{\sigma}$ , вычисленные по программе TWODANT согласно (7) (с использованием функции  $\phi_{\sigma}^{+}(x)$ ), мало отличаются от величин  $k_p$  – собственных значений условно-критического уравнения (6) и, что то же самое, для  $k_p$  из (5) (соотношения с использованием функции  $\phi_k^{+}(x)$  – решения сопряженного условно-критического уравнения (6)).

Поскольку цилиндрическая модель блока из трех столбцов плутония кажется довольно грубой, нами были проведены тестовые измерения в лучше обсчитываемой геометрии. Измерения проводились для цилиндров, образованных большим количеством твэлов из двуоксида урана, использующиеся на КС МАТР-2, (содержание  $^{235}\text{U}$  4.9%) длиной 600 мм и диаметром 9.15 мм в циркониевой оболочке с толщиной 0.65 мм. Стержни располагались в гексагональной решетке. Шаг в решетке для первых 330 стержней был 10.1 мм. Следующие три конфигурации получались добавлением 252, 702 и 1440 мм стержней с шагом решетки 12.9 мм. В центральный канал, в центральной плоскости, помещался источник калифорния.

Результаты измерений и расчетов по программе TWODANT приведены в табл. 2. В первом столбце приведены массы всех изотопов урана; в последних двух строках табл. 2 приведены данные для металлического урана (обогащения 36 и 90% по  $^{235}\text{U}$ ) в геометрии, аналогичной геометрии с тремя блоками плутония. Интенсивность источников нейтронов от спонтанного деления урана была в несколько сот раз меньше интенсивности источника калифорния, и поэтому в левой части (15) ими можно пренебречь:

Таблица 2

Образец	$\frac{N}{S\Delta t Q_{cf}} \cdot 10^{-4}$	$D_{is}^{cf}$	$k'_{\sigma \text{exp}}$	$k'_{\sigma}$	$k'_{\sigma} - k'_{\sigma \text{exp}}$	$k_p$
330 твэлов $m = 79.9$ кг	$1.047 \pm 0.028$	2.471	$0.169 \pm 0.019$	0.174	+0.005	0.146
582 твэлов $m = 140.8$ кг	$1.033 \pm 0.018$	2.314	$0.202 \pm 0.009$	0.216	+0.014	0.177
1032 твэлов $m = 249.7$ кг	$0.990 \pm 0.014$	2.149	$0.247 \pm 0.012$	0.262	+0.015	0.206
1770 твэлов $m = 428.3$ кг	$0.927 \pm 0.019$	1.988	$0.299 \pm 0.016$	0.313	+0.014	0.235
Три блока U(36%), $m = 5.53$ кг	$0.95 \pm 0.03$	1.987	$0.295 \pm 0.019$	0.300	+0.005	0.256
Три блока U(90%), $m = 5.53$ кг	$0.776 \pm 0.026$	1.508	$0.441 \pm 0.019$	0.427	-0.014	0.379

$$E_{cf} = \frac{D_{is}^{cf} N}{S \Delta t} \Big|_{cf} = v_{cf} Q_{cf} \times (1 - k'_{\sigma p \text{exp}})^2.$$

Расхождение между расчетами и экспериментами  $k'_{\sigma p} - k'_{\sigma p \text{exp}}$  здесь совпадает с погрешностью экспериментов.

В табл. 3 приведены средние квадраты погрешности эксперимента  $\Delta k'_{\sigma p \text{exp}}$  и величины расхождения  $k'_{\sigma p} - k'_{\sigma p \text{exp}}$ . Для блоков плутония средний квадрат погрешности расхождения  $k'_{\sigma p} - k'_{\sigma p \text{exp}}$  в 2–2.5 раза больше погрешности эксперимента  $\Delta k'_{\sigma p \text{exp}}$ . Это связано с большими величинами расхождения для 5 и 60 таблеток  $^{239}\text{Pu}$  (89%).

Для блоков плутония расчеты факторов  $D_{is}^{sp}$  и величин  $k'_{\sigma p}$  (по TWODANT и ИТП) содержат, по-видимому, очень малую неопределенность и погрешность расхождения между экспериментом и расчетом, что объясняется погрешностью самого эксперимента для 5 и 60 таблеток  $^{239}\text{Pu}$  (89%).

В заключение отметим характерную особенность данного метода – его нечувствительность к точности знания эффективной доли запаздывающих нейтронов  $\beta_{eff}$ . Действительно, при использовании детекторов быстрых нейтронов с порогом 0.8÷1.0 МэВ

Таблица 3

Программа	Pu		UO <sub>2</sub> и U	
	$\Delta k'_{\sigma p \text{exp}}$	$k'_{\sigma p} - k'_{\sigma p \text{exp}}$	$\Delta k'_{\sigma p \text{exp}}$	$k'_{\sigma p} - k'_{\sigma p \text{exp}}$
TWODANT	0.011	0.011 ± 0.019	0.012	0.007 ± 0.010
ИТП (сфера)	0.010	0.004 ± 0.016		

запаздывающие нейтроны не регистрируются. Если же в качестве детекторов используются гелиевые или борные счетчики, то в анализе эксперимента также используется только величина  $(1 - \beta_{eff})^2$ . Это является принципиальным отличием от других известных методов определения глубоко подкритических состояний (метод сброса стержня, метода «стреляющего» источника и метода периодического нейтронного генератора), где в эксперименте находится величина реактивности в долях эффективной доли запаздывающих нейтронов. Особенно это важно когда тип делящегося вещества в исследуемой среде неизвестен. Например, величина доли запаздывающих нейтронов для  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{235}\text{U}$  различаются в три раза, так что при измеренной величине  $\frac{\rho}{\beta}$  представляющая интерес величина  $\rho = \frac{(k-1)}{k}$ , определяющая умножение нейтронов, тоже будет иметь такую же неопределенность.

Все дело в том, что все методы, кроме предлагаемого, в той или иной степени опираются на решение нестационарного уравнения переноса и его модели, т.е. на знание временной зависимости потока всех и запаздывающих нейтронов. Настоящий же метод опирается на независимые от времени уравнения переноса. Он основан на регистрации практически только мгновенных нейтронов.

Предлагаемый метод вполне пригоден для определения глубоко подкритических состояний размножающих сред.

### Литература

1. Дулин В.А., Дулин В.В. Измерения подкритических состояний размножающих сред // Атомная энергия. – 1999. – Т. 86. – Вып. 2. – С.99-103.
2. Дулин В.В., Матвеев И.П. Определение глубоко подкритических состояний размножающих сред методом Росси-альфа // Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2002. – № 1. – С. 9-18.



3. Дулин В.А. Об определении эффективного коэффициента размножения нейтронов методом импульсного статистического источника//Известия высших учебных заведений. Ядерная энергетика. – 2002. – № 2. – С. 28-33.
4. *Tsutomu Iijma* On the background counts in the Rossi-alfa experiment. *Nukleonik*, Band 11, Heft 3, 1968. – P.157.
5. Дулин В.А., Михайлов Г.М. Измерение эффективной доли запаздывающих нейтронов методом Росси- $\alpha$ //Атомная энергия. – 1995. – Т. 78. – Вып. 3. – С. 151-155.
6. *Alkouffe R.E., Brinkley F.W., Marr D.R., O'Dell R.D.* Guid for TWODANT: a Code Package for Two Dimensional, Diffusion-Accelerated, Neutral-Particle, Transport, LA-10049-M Los Alamos National Laboratory.
7. *Terrell J.* Distibution of Fission Neutrons Nambers//Phisical Revue. – 1957. – 108, 783.
8. Райли Д., Энслин Н., Смит Х. (мл.) и др. Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. – 2000. – С. 334.
9. Ефименко В.Ф., Можаев В.К., Дулин В.А.//Атомная энергия. – 1975. – Т. 39. – С.54-57.

Поступила в редакцию 15.03.2006

## ABSTRACTS OF THE PAPERS

### УДК 621.039.58

*Development and Application of Methods for Property Change Discovery and Time Series Forecasting in NPP Diagnostics Problems* \ A.O. Skomorokhov, P.A. Belousov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2006. – 9 pages, 7 illustrations. – References – 25 titles.

Property change discovery and time series forecasting are basic problems of technical diagnostics. The paper consists of a brief review of methods for data stream processing. These methods are used for developing of Data Stream Management Systems in the world. Authors suggested to use DSMS for solving different problems of technical diagnostics.

### УДК 621.039.58

*Fuzzy Probability Models for Estimating Reliability Indicators for NPP Equipment* \ Y.V. Volkov, D.S. Samokhin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2006. – 12 pages, 6 illustrations, 7 tables. – References – 11 titles.

Developed model allows to take into account “fuzzy” information on failures of pieces of equipment during the estimating of reliability indicators and carrying out the probabilistic analysis of safety of nuclear technology objects. Estimation rests upon initial information, significant part of which is due to be analysed by experts. Processing of the results of expert survey gives the best characteristics of the reliability and contains estimation of co-ordination of experts’ opinions and exposure of the reasons of heterogeneity.

### УДК 621.039.58: 519.8

*The Method of the Displaced Ideal Utilization for Solution of the Some Applied Problems Concerned with Designing and Safety Substantiation of the NPP* \ V.S. Okunev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2006. – 10 pages, 3 illustrations, 1 table. – References – 9 titles.

Some applied problems concerned with optimal designing and safety substantiation of the NPP, stated as multicriteria optimization problems, are considered. One of them is the problem of selection of the preferable composition of core. The other one is the problem of ranking of the parameters of BREST-2400 in order of influence on the safety functionals.

### УДК 621.039.516

*On the Problem of Neutron Multiplying in the Deep Sub-Criticality Media* \ V.A. Grabeznoj, V.A. Doulin, V.V. Doulin, G.M. Mihailov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher School. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2006. – 9 pages, 1 illustration, 3 tables. – References – 9 titles.

Method of determination of neutron multiplication in deep sub-critical multiplying medium was developed. It is based on a modification of Rossi-alpha method. The method consists in measurement of integral over time (area method) of correlated part of distribution and integral in area independent of time of as part of distribution (area of constant background), instead of the measurement of the constants of recession of neutron density  $\alpha$ . It allows to carry out the calculated analysis, with the help of time integral equation for a neutron flux without representation of point kinetic model. During the calculation of space – correlation factor the solution of conjugate (relative to the count rate of detector) inhomogeneous equation is used. Its calculation is realized taking into account fission both in multiplying medium and in a source of spontaneous neutrons. To obtain multiplication of neutrons (and effective multiplication factor) in the medium the knowledge of effective lagging neutrons is not required. Measurements with plutonium – steel and uranium – steel blocks and blocks made of uranium dioxide of various enrichments have been carried out. Measured values of neutron multiplication in a range 0.15 – 0.45 are well adjusted with results of calculations.