

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМАХ МЕТОДОМ ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЯ ПОСТОЯННОЙ СПАДА

С. С. Бесов, Л. С. Ершова, А. В. Лукин, Ю. А. Соколов, Д. В. Хмельницкий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», 456770, Снежинск Челябинской обл., ул. Васильева, 13

Представлен экспериментально-расчетный метод определения времени жизни мгновенных нейтронов в подкритических размножающих системах (РС). Апробация метода проведена для девяти РС из металлических урана и плутония. Эксперименты выполнены с помощью аппаратурно-программного комплекса NMIS, расчеты – по программе ПРИЗМА-Д и ПРИЗМА с нейтронными константами из библиотек БАС и ENDF BVII.

**Ключевые слова:** время жизни мгновенных нейтронов, постоянная спада, программы ПРИЗМА-Д и ПРИЗМА, библиотеки нейтронных констант БАС, ENDF BVI, ENDF BVII, аппаратурно-программный комплекс NMIS.

**DETERMINATION OF PROMPT NEUTRONS LIFETIME IN MULTIPLYING SYSTEMS BY METHOD OF CONSTANT DECAY DIFFERENTIATION/ S. S. BESOV, L. S. YERSHOVA, A. V. LUKIN, Yu. A. SOKOLOV, D. V. KHMEL'NITSKIИ** // Presented is an experimental-calculation method of determining lifetime of prompt neutrons in subcritical multiplying systems (MS). The method has been tested for 9 multiplying assemblies made of metallic uranium and plutonium. Experiments have been performed with the aid of NMIS software-hardware complex and calculations – by a program PRIZMA-D and PRIZMA with neutron constants from libraries BAS and ENDF BVII.

**Key words:** lifetime of prompt neutrons, decay constant, programs PRIZMA-D and PRIZMA, neutron constants libraries BAS, ENDF BVI, ENDF BVII, NMIS software-hardware complex.

При создании импульсного ядерного реактора (ИЯР) большое внимание уделяется прогнозированию генерируемых на нем импульсов делений. Наиболее важными величинами в таких расчетах являются эффективный коэффициент размножения  $K_{эф}$  и время жизни мгновенных нейтронов в системе  $\Lambda$  (или связанные с ними реактивность  $\rho = (K_{эф} - 1) / K_{эф}$  и среднее время генерации  $\Lambda_G = \Lambda / K_{эф}$ ). Как правило, расчеты этих величин выполняются с помощью современных расчетных программ типа MCNP (США), ПРИЗМА-Д (РФЯЦ-ВНИИТФ), С-95 (РФЯЦ-ВНИИЭФ) и др., основанных на методе Монте-Карло [1–3]. Нейтронные константы, используемые в современных расчетных программах, необходимо тестировать. Для этого в настоящее время используются прецизионные (бенчмарк) измерения на критических стендах. Такие измерения можно назвать одним из

основных источников получения интегральных данных, пригодных для тестирования нейтронных констант, используемых в современных расчетных программах. В этом направлении получены значимые результаты: накоплен обширный материал, создан и регулярно обновляется международный справочник прецизионных данных для критических систем [4]. Считается, что для размножающих систем из высокообогащенного урана и плутония без отражателей с использованием нейтронных констант из библиотек БАС [5], ENDF BVI [6] величина  $K_{эф}$  рассчитывается с погрешностью менее 0,5 %, что в большинстве случаев является приемлемым значением.

В то же время тестирование расчетов времени жизни мгновенных нейтронов, которое интегральным образом характеризует переходные нейтронные процессы в ИЯР, не проводится. Как правило, исследования переходных нейтронных процессов

в ИЯР проводятся применительно к конкретным задачам и не используются для тестирования нейтронных констант. Сочетание критических экспериментов с измерениями параметров, характеризующих переходные процессы на мгновенных нейтронах, могло бы значительно расширить возможности верификации библиотек ядерных данных. Подход к решению этой задачи и его апробация на трех системах описаны в работах [7, 8]. В настоящей работе представлено дальнейшее развитие метода, включающее разработку экспериментального метода определения времени жизни мгновенных нейтронов как характеристики размножающей системы, его экспериментальное обоснование и апробацию на большем числе размножающих систем из высокообогащенного урана и плутония применительно к оценке качества нейтронных констант БАС и ENDF BVI.

### Теоретические основы метода

Выбор физической величины, характеризующей временное изменение нейтронного поля в произвольной размножающей системе, не очевиден: данная величина должна быть измерена в эксперименте и рассчитана с помощью вычислительных кодов. При этом экспериментальная и расчетная погрешности должны соответствовать необходимой точности описания нестационарных нейтронных процессов.

Среди возможных характеристик подкритических размножающих систем можно выделить асимптотическую постоянную спада плотности потока мгновенных нейтронов  $\alpha$ , которая характеризует отклик системы на действие импульсного источника нейтронов. Данная величина может быть измерена с высокой точностью, причем результат ее измерения не зависит от условий эксперимента. Однако есть системы, для которых асимптотическую постоянную спада либо не удается выделить за время измерений, так как плотность потока нейтронов не успевает принять асимптотическое распределение, уменьшаясь прежде до уровня фона, либо ее вообще нет (для глубоко подкритических систем, систем с отражателем из графита или бериллия и др.) [9]. Кроме того, расчет такой величины для систем, состояние которых близко к критическому на мгновенных нейтронах ( $1 - K_{эф} \leq 0,01$ ), не может быть выполнен с приемлемой точностью из-за константной погрешности расчета реактивности, сравнимой со значением самой реактивности.

Более консервативной величиной является среднее время жизни мгновенных нейтронов в системе. Однако данная величина напрямую не измеряется в эксперименте. Аналогом среднего времени жизни нейтронов, измеряемого в эксперименте, является постоянная  $\alpha$ -Росси ( $\alpha_R$ ), определяемая как постоянная спада для системы, находящейся в состоянии критичности на запаздывающих нейтронах. Для пересчета этой постоянной в величину времени жизни необходимо знать эффективную долю запаздывающих нейтронов в исследуемой системе ( $\beta$ ), экспериментальное измерение которой с приемлемой точностью, как и расчет, – непростая задача. Таким образом, задача состоит, во-первых, в нахождении измеримой физической величины, тесно связанной с временем жизни мгновенных нейтронов и, во-вторых, в построении метода (экспериментально-расчетного) по определению времени жизни мгновенных нейтронов на основе этой величины.

Следуя подходу к решению первой задачи [7, 8], для формулирования искомой величины рассмотрим подкритические ИЯР или размножающую систему на стенде для критмассовых измерений, находящиеся вблизи состояния критичности на запаздывающих нейтронах. В таком устройстве всегда имеется элемент регулирования реактивности (ЭРР), положение которого фиксируется с прецизионной точностью [10, 11]. Здесь же отметим, что для такой системы собственная функция условно-критической задачи близка к асимптотическому распределению, реализуемому в эксперименте. Будем считать, что для такой системы можно выделить асимптотическую постоянную спада в функции отклика на мгновенный нейтронный источник благодаря преобладающему вкладу основной гармоники, также можно считать линейной зависимость реактивности  $\rho$  от положения ЭРР ( $H$ ) и от обратного коэффициента умножения ( $Q$ ):

$$\rho = -\frac{\partial \rho}{\partial H} (H - H_{кр}) = -\frac{\partial \rho}{\partial Q^{-1}} (Q^{-1} + \beta), \quad (1)$$

где  $H_{кр}$  — положение ЭРР, соответствующее критическому на запаздывающих нейтронах состоянию исследуемой системы.

С учетом сделанных предположений, пренебрегая изменением величин  $\Lambda_G$  и  $\beta$ , зависимость асимптотической постоянной спада от положения ЭРР, как и реактивности, можно считать линейной,

$$\alpha = \frac{|\rho| + \beta}{\Lambda_G} = \frac{1}{\Lambda_G} \frac{\partial \rho}{\partial H} (H - H_{кр}) + \frac{\beta}{\Lambda_G} = \frac{\partial \alpha}{\partial H} (H - H_{кр}) + \alpha_R. \quad (2)$$

В последней формуле производная  $\partial \alpha / \partial H$  с точностью до коэффициента  $\partial \rho / \partial H$  равна обратному времени генерации мгновенных нейтронов в системе. Погрешность расчетов  $K_{эф}$  по современным программам мала, константную составляющую этой погрешности при малых изменениях реактивности можно считать постоянной величиной, поэтому погрешность расчета коэффициента  $\partial \rho / \partial H$  также можно считать малой. Таким образом, производная  $\partial \alpha / \partial H$  удовлетворяет сформулированным выше требованиям: она измеряема с достаточной точностью и с точностью до коэффициента, характерного для исследуемой системы, равна обратному времени генерации мгновенных нейтронов в системе и может рассматриваться в качестве меры погрешности расчета переходных нейтронных процессов в размножающей системе. Следует отметить, что отношение экспериментального (обозначено индексом «Э») и расчетного (индекс «Р») значений производной  $\partial \alpha / \partial H$ ,

$$\chi = \frac{(\partial \alpha / \partial H)^Э}{(\partial \alpha / \partial H)^Р} = \frac{(\Lambda_G^Э)^{-1} (\partial \rho / \partial H)^Э}{(\Lambda_G^Р)^{-1} (\partial \rho / \partial H)^Р} \approx \frac{\Lambda_G^Р}{\Lambda_G^Э}, \quad (3)$$

характеризует отличие расчетного и экспериментального среднего времени генерации мгновенных нейтронов.

Соотношение для определения времени генерации мгновенных нейтронов может быть получено с помощью дифференцирования уравнения (2) по реактивности

$$\Lambda_G = \left( \frac{\partial \alpha}{\partial \rho} \right)^{-1} = \frac{\partial \rho}{\partial H} / \frac{\partial \alpha}{\partial H} \approx \frac{\beta}{\Delta H_{кр}} \cdot \left( \frac{\partial \alpha}{\partial H} \right)^{-1}, \quad (4)$$

где  $\Delta H_{кр}$  – расстояние между положениями ЭРР, соответствующими состояниям критичности системы на запаздывающих и мгновенных нейтронах.

Как уже говорилось ранее и как показывает опыт проектирования ИЯР, константную погрешность расчета коэффициента  $\partial \rho / \partial H$  можно считать малой. Следовательно, соотношение (4) можно рассматривать в качестве основного при экспериментально-расчетном определении времени ге-

нерации мгновенных нейтронов, при этом величина  $\partial \alpha / \partial H$  определяется по результатам измерений, а величина  $\partial \rho / \partial H$  рассчитывается.

Соотношения (3) и (4) основываются на экспериментальном определении производной  $\partial \alpha / \partial H$ , поэтому предлагаемый метод назван методом дифференцирования постоянной спада плотности потока мгновенных нейтронов, или кратко – методом дифференцирования постоянной спада.

Из комбинации соотношений (2) и (4) следуют две полезные формулы,

$$\Delta H_{кр} = \left( \frac{1}{\alpha_R} \frac{\partial \alpha}{\partial H} \right)^{-1}, \quad (5)$$

$$\beta = \Delta H_{кр} \frac{\partial \rho}{\partial H} = \frac{\partial \rho}{\partial H} \left( \frac{1}{\alpha_R} \frac{\partial \alpha}{\partial H} \right)^{-1}, \quad (6)$$

которые могут быть положены в основу экспериментально-расчетного метода определения величины  $\Delta H_{кр}$  и эффективной доли запаздывающих нейтронов  $\beta$ .

### Экспериментальное воплощение метода

Процедура экспериментального определения коэффициента  $\partial \alpha / \partial H$  включает измерение временных зависимостей характеристик нейтронного поля, обусловленного действием импульсного источника нейтронов. Измерения выполняются для нескольких состояний (общим числом  $I$ ) размножающей системы вблизи состояния запаздывающей критичности, которые отличаются положением ЭРР  $H_i$  и соответствующим коэффициентом умножения  $Q_i$  ( $i = 1, 2, \dots, I$ ). Далее из измеренных временных зависимостей определяются асимптотические постоянные спада  $\alpha_i$  и рассчитывается производная  $(\partial \alpha / \partial H)^Э$ . С помощью экстраполяции обратного коэффициента умножения к нулю находятся положение ЭРР в критическом состоянии  $H_{кр}$ , постоянная  $\alpha$ -Росси и величина  $\beta^{-1} \partial \rho / \partial H = \alpha_R^{-1} \partial \alpha / \partial H$ , характеризующая изменение реактивности размножающей системы при изменении положения ЭРР в «долларах» (отметим, что обратная величина равна, согласно формуле (5), величине  $\Delta H_{кр}$ ).

Вычисление  $(\partial \alpha / \partial H)^Р$  возможно путем прямого расчета по прецизионным программам мето-

да Монте-Карло временных зависимостей отклика размножающей системы на мгновенный источник нейтронов для нескольких ее состояний с различным положением ЭРР и последующим вычислением постоянных спада аналогично тому, как это предложено для экспериментальных данных, и через формулу (2), где величины  $K_{эф}$  и  $\Lambda_G$  получены в рамках решения условно-критической задачи также для нескольких состояний размножающей системы с различным положением ЭРР. Оба эти способа были использованы в данной работе. Величина  $(\partial\rho/\partial H)^P$  определяется по результатам расчетов  $K_{эф}$ .

### Апробация метода

Экспериментальная апробация метода была выполнена на стенде для критическихборок ФКБН-2 [10] с компактными размножающими системами из металлических урана и плутония. Исследуемые системы собирались из деталей: дисков из высокообогащенного урана радиусом 10 см; дисков из  $\alpha$ -плутония радиусом 6 см в тонкостенных чехлах из нержавеющей стали, размещенных в алюминиевых центрирующих кольцах радиусом 10 см, и полусфер из  $\delta$ -плутония [10]. Каждая система состояла из двух частей, верхней (ВЧ) и нижней (НЧ), разделенных зазором  $H$ . Верхняя часть размещалась на неподвижной стальной диафрагме, нижняя – на алюминиевой подставке, закреплённой на подвижном штоке. Коэффициент умножения размножающей системы (реактивность) варьировался с помощью дистанционного изменения зазора  $H$  между верхней и нижней частями с помощью механизма подвижного штока (рис. 1).

В 2012–2013 годах на стенде ФКБН-2 были проведены эксперименты с пятью смешанными уран-плутониевыми системами: РС325, РС326, РС327, РС340, РС341. Отличительной особенностью этих систем является постепенное, от сборки к сборке, изменение соотношения урана и плутония. Ранее были выполнены измерения с урановой сборкой РС270, плутониевой сборкой РС305-1 [8] и двумя уран-плутониевыми сборками РС11 и РС264 [7]. В настоящей работе рассмотрены все эти девятьборок в плане постепенного перехода от конфигурации РС305-1, состоящей из десяти плутониевых дисков с размещенными сверху и снизу полусферическими плутониевыми оболочками, к конфигурации РС270, состоящей из десяти урановых дисков, путем последовательной

замены плутониевых деталей на урановые диски. Пять РС (РС325, РС326, РС327, РС340, РС341) аналогичны плутониевой сборке РС305-1: нижние части у них одинаковые и состоят из четырех вложенных друг в друга полусфер из  $\delta$ -плутония; верхние части – разные и получены заменой части плутониевых дисков на урановые. Система РС270 – это аналог РС11 и РС264, полученный из них заменой всех плутониевых дисков на урановые. Если в качестве характеристики каждой сборки ввести расчетную величину  $\xi_{Pu}$  – долю делений ядер изотопов плутония от общего числа делений в системе, то для рассматриваемых систем ее значение меняется от 0 у РС270 до 1 для РС305-1. Состав девяти рассмотренных РС представлен в табл. 1, где также указаны значения  $\xi_{Pu}$ , рассчитанные по программе ПРИЗМА-Д с константами БАС.

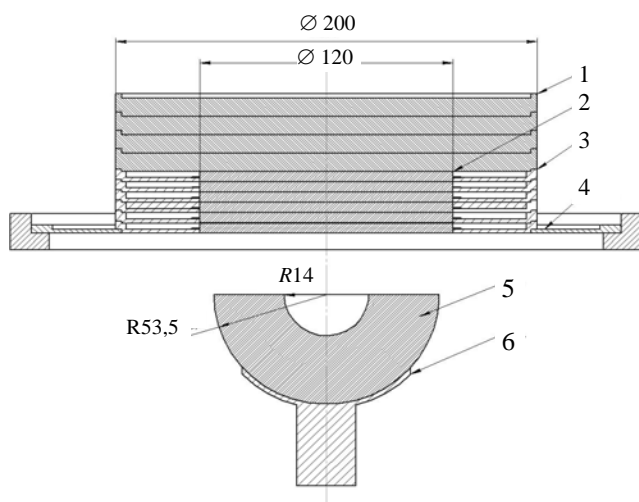


Рис. 1. Схема эксперимента на стенде ФКБН-2: 1 – диски из урана; 2 – диски из плутония; 3 – центрирующие кольца из алюминия; 4 – неподвижная диафрагма; 5 – полусферы из плутония; 6 – алюминиевая чашка на подвижном штоке

Таблица 1

Состав РС, включающий в том числе диски из урана, диски и полусферы из плутония

РС	$\xi_{Pu}$	Диски из урана	Диски из $\alpha$ -плутония	Полусферы из $\delta$ -плутония
РС270	0	11	–	–
РС327	0,13	9	–	4 (в НЧ)
РС11	0,27	7	7	–
РС341	0,30	7	3	4 (в НЧ)
РС326	0,49	5	5	4 (в НЧ)
РС340	0,59	4	6	4 (в НЧ)
РС264	0,61	4	10	–
РС325	0,91	1	10	4 (в НЧ)
РС305-1	1	–	10	4 (в НЧ) + 2 (в ВЧ)

Для каждой РС в критических экспериментах определен критический зазор, соответствующий критическому на запаздывающих нейтронах состоянию системы. В корреляционных экспериментах определены асимптотические постоянные спада  $\alpha_i$  для нескольких ( $i = 1 \dots \sim 10$ ) состояний системы с разным зазором  $H_i$ , на основании которых затем рассчитан коэффициент  $\partial\alpha/\partial H$ .

В корреляционных экспериментах регистрация нестационарных нейтронных процессов в исследуемых размножающих системах проводилась с помощью аппаратно-программного комплекса NMIS [12]. Измерительная система NMIS состоит из детектирующей части, включающей в себя два сцинтилляционных детектора из поливинилтолуола размером  $9,5 \times 9,5 \times 10$  см, систему формирования сигналов и ЭВМ со специально разработанной измерительной PCI-платой. Сцинтилляционные детекторы устанавливались на расстоянии от 70 до 100 см от центра сборок. Для уменьшения вклада гамма-квантов детекторы были упакованы в свинцовые чехлы. В процессе измерений регистрировались потоки случайных событий — моментов времени, соответствующих актам взаимодействия нейтронов и гамма-квантов в детекторах. Путем обработки временных блоков в режиме реального времени рассчитывались временные корреляционные функции между сигналами детекторов, в том числе взаимные корреляционные функции «детектор 1 – детектор 2» и автокорреляционные функции «детектор – детектор». Статистическая точность измерений достигалась путем обработки необходимого числа временных блоков. Асимптотическая постоянная спада вычислялась на линейном (в полулогарифмическом масштабе) участке временной корреляционной функции с использованием метода наименьших квадратов.

### Результаты расчетов $K_{эф}$ и коэффициента $\partial\alpha/\partial H$

Численное моделирование выполненных критических и корреляционных экспериментов проводилось по программам ПРИЗМА-Д и ПРИЗМА [13] с использованием библиотек нейтронных констант БАС и ENDF BVI/BVII, полученные результаты сравнивались с экспериментальными данными. С этой целью для каждой РС построена расчетная бенчмарк-модель критической системы и оценена ее погрешность; по программе ПРИЗМА-Д выполнен расчет  $K_{эф}$ ; по программе ПРИЗМА проведено численное моделирование

корреляционных измерений, по результатам которых рассчитаны корреляционные функции для нескольких состояний системы с разным зазором  $H$  и определены постоянные спада  $\alpha(H)$  и коэффициент  $\partial\alpha/\partial H$ .

Расчеты эффективного коэффициента размножения с учетом запаздывающих нейтронов для бенчмарк-моделей всех девяти размножающих систем из металлических плутония и урана в критическом состоянии выполнялись по программе ПРИЗМА-Д с разными библиотеками нейтронных констант: БАС и ENDF BVI, а для РС270, РС340 и РС341 – дополнительно с ENDF BVII. В табл. 2 для экспериментально критических сборок приведены результаты расчетов величины  $K_{эф}$  и оценки погрешности расчетной модели  $\delta K_{эф}$  при уровне доверительной вероятности 0,95. На рис. 2 для исследованных критических РС приведена зависимость расчетных значений  $K_{эф}$  от доли делений в плутонии  $\xi_{Pu}$ . Для экспериментального значения  $K_{эф} = 1$  на рис. 2 указана оцененная погрешность  $\delta K_{эф}$  расчетной модели для каждой критической системы. Для всех точек, кроме относящихся к РС270, РС11, РС264 и РС305-1, статистическая погрешность расчетов мала по сравнению с размером точки.

Анализ представленных в табл. 2 и на рис. 2 данных показал следующее:

- для значений  $K_{эф}$ , рассчитанных с константами БАС и ENDF BVI, проявляется тенденция к занижению расчетных данных по отношению к эксперименту с увеличением доли плутония в составе сборок, занижение достигает с учетом погрешности расчетных моделей 0,6–0,7 %;

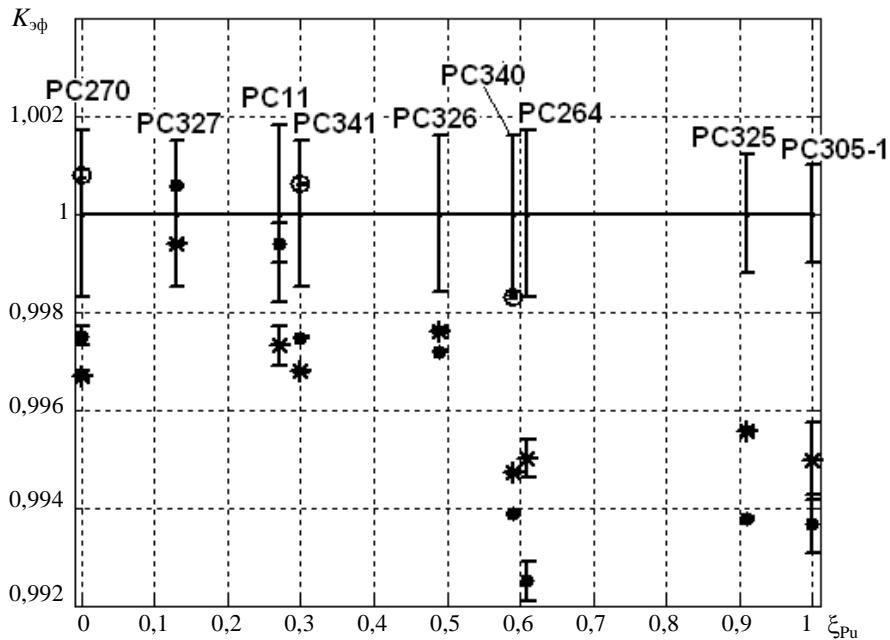
- в результатах расчетов  $K_{эф}$  с константами БАС имеет место несколько больший разброс для разных критических систем ( $\Delta K_{эф} \sim 0,7$  %) по сравнению с расчетами с константами ENDF BVI ( $\Delta K_{эф} \sim 0,45$  %);

- рассчитанные с константами ENDF BVII только для трех сборок значения  $K_{эф}$  в пределах погрешности расчетных моделей ( $\pm \delta K_{эф}$ ) совпадают с экспериментальными данными, хотя и в этом случае проявляется тенденция к занижению расчета  $K_{эф}$  с увеличением доли делений в плутонии.

Величиной, используемой для сравнения результатов корреляционных экспериментов и численного моделирования, выбран коэффициент  $\partial\alpha/\partial H$ , характеризующий различие в экспериментальном и расчетном значении времени жизни мгновенных нейтронов в РС. Одинаковые по отно-

Результаты расчетов  $K_{эф}$  и оценки  $\delta K_{эф}$  для критических РС

Система	$\xi_{Pu}$	$H_{кр}$ , мм	$\delta K_{эф}$	$K_{эф}$ ( $1\sigma$ , %)		
				БАС	ENDF BVI	ENDF BVII
РС270	0	0,14	$1,7 \cdot 10^{-3}$	0,99750 (0,008)	0,9966 (0,005)	1,0008 (0,008)
РС327	0,13	1,08	$1,5 \cdot 10^{-3}$	1,00057 (0,001)	0,99938 (0,002)	–
РС11	0,27	2,7	$1,8 \cdot 10^{-3}$	0,9994 (0,02)	0,9973 (0,02)	–
РС341	0,30	1,1	$1,5 \cdot 10^{-3}$	0,99747 (0,001)	0,99678 (0,001)	1,00060 (0,001)
РС326	0,49	0,61	$1,6 \cdot 10^{-3}$	0,99719 (0,001)	0,99761 (0,002)	–
РС340	0,59	0,89	$1,6 \cdot 10^{-3}$	0,99387 (0,002)	0,99472 (0,002)	0,99831 (0,002)
РС264	0,61	3,12	$1,7 \cdot 10^{-3}$	0,9925 (0,02)	0,9950 (0,02)	–
РС325	0,91	3,18	$1,2 \cdot 10^{-3}$	0,99378 (0,002)	0,99556 (0,003)	–
РС305-1	1	4,06	$1,0 \cdot 10^{-3}$	0,9935 (0,03)	0,9958 (0,04)	–

Рис. 2. Значения  $K_{эф}$  для РС с разной долей делений в плутонии  $\xi_{Pu}$ :

• – БАС, \* – ENDF BVI, о – ENDF BVII

шению к критическому состоянию условия при определении расчетного и экспериментального значений коэффициента  $\partial\alpha/\partial H$  обеспечивались выбором значений зазоров  $H$  при расчетах таким образом, чтобы соответствующий этим зазорам диапазон значений асимптотической постоянной спада  $\alpha$  примерно соответствовал экспериментальному. Для каждой РС интервал зазоров для численного моделирования корреляционных измерений оценивался на основании расчетов в рам-

ках условно-критической задачи по программе ПРИЗМА-Д значений  $K_{эф}$  и среднего времени жизни нейтронов  $\Lambda$  без учета запаздывающих нейтронов, соответствующих минимальному и максимальному значениям экспериментальных зазоров.

Для достижения высокой точности расчетного определения коэффициента  $\partial\alpha/\partial H$  эксперимент моделировался максимально точно, включая параметры тракта регистрации, а также способ расчета. Численное моделирование корреляционных

экспериментов с РС – переноса гамма-нейтронного излучения в размножающих системах и детекторах – проводилось по программе метода Монте-Карло ПРИЗМА. Источником излучения в рассматриваемых системах (кроме урановой РС270) являлись нейтроны спонтанного деления изотопа  $^{240}\text{Pu}$ , имеющегося в составе плутония. Полученные результаты, сохраненные для каждой РС и каждого зазора в отдельном файле в виде характеристик (координат, времени, переданной энергии и др.) актов взаимодействия нейтронов и гамма-квантов с веществом детекторов, использовались программой постобработки для вычисления корреляционных функций. В программе постобработки использовались параметры, соответствующие условиям экспериментов: порог по переданной энергии равен 1,7 МэВ для нейтронов и 0,6 МэВ для гамма-квантов, что соответствует напряжению на дискриминаторе около 60 мВ; мертвое время детектора составляет 23 нс; время высвечивания сцинтиллятора равно 1,3 нс – время, в течение которого все взаимодействия нейтронов и гамма-квантов с веществом дают одну световую вспышку, при этом считается, что энергия вспышки равна суммарной энергии всех взаимодействий, а время соответствует моменту первого взаимодействия.

Для всех размножающих систем при расчетах асимптотических постоянных спада с помощью метода наименьших квадратов использовались автокорреляционные функции для одного из детекторов, временной интервал на графике которых выбирался таким же, как в эксперименте, равным

$0,5\alpha^{-1} \leq t \leq 2\alpha^{-1}$ . С помощью расчетов было показано, что зависимости  $\alpha(H)$  линейны, и для определения коэффициента  $\partial\alpha/\partial H$  также можно использовать метод наименьших квадратов. Результаты расчета коэффициента  $\partial\alpha/\partial H$  для девяти рассмотренных РС приведены в табл. 3. В табл. 3 также представлено сравнение полученных расчетных значений коэффициента  $\partial\alpha/\partial H$  для разных библиотек нейтронных констант с его экспериментально определенным значением в виде отношения

$$\chi = \frac{(\partial\alpha/\partial H)^{\text{Э}}}{(\partial\alpha/\partial H)^{\text{Р}}}$$

чтения величины  $\chi$  для РС, характеризующихся различным соотношением делений ядер плутония и урана  $\xi_{\text{Pu}}$ .

Согласно данным табл. 3 и рис. 3 для рассматриваемых уран-плутониевых систем величина  $\chi$  заметно отличается от единицы. Для констант ENDF BVI  $\chi$  изменяется от 0,87 до ~1, что соответствует занижению расчетного времени жизни мгновенных нейтронов по отношению к экспериментальному до 13 %. Для констант БАС разброс  $\chi$  примерно такой же, хотя абсолютные значения этой величины несколько выше и составляют 0,9–1,03. Результаты расчетов коэффициента  $\partial\alpha/\partial H$  с константами ENDF BVII, выполненные только для двух сборок (РС340, РС341), в пределах погрешности (при доверительной вероятности 0,95) согласуются с экспериментальными значениями.

Таблица 3

Сравнение экспериментальных и расчетных значений  $\partial\alpha/\partial H$

Система	$\xi_{\text{Pu}}$	$\frac{\partial\alpha}{\partial H} \pm 2\sigma$ , мкс $^{-1}$ мм $^{-1}$			$\chi = \frac{(\partial\alpha/\partial H)^{\text{Э}}}{(\partial\alpha/\partial H)^{\text{Р}}} \pm 2\sigma$	
		Эксперимент	БАС	ENDF BVI (BVII)	БАС	ENDF BVI (BVII)
РС270	0	0,87 ± 0,02	0,94 ± 0,01	0,89 ± 0,01	0,925 ± 0,024	0,98 ± 0,025
РС327	0,13	0,517 ± 0,005	0,573 ± 0,009	0,54 ± 0,01	0,903 ± 0,016	0,956 ± 0,020
РС11	0,27	0,996 ± 0,033	1,053 ± 0,015	1,026 ± 0,012	0,946 ± 0,036	0,971 ± 0,035
РС341	0,30	1,06 ± 0,03	1,11 ± 0,01	1,10 ± 0,02 (1,03 ± 0,02)	0,955 ± 0,028	0,963 ± 0,034 (1,03 ± 0,04)
РС326	0,49	1,619 ± 0,021	1,573 ± 0,008	1,61 ± 0,03	1,029 ± 0,015	1,006 ± 0,023
РС340	0,59	1,70 ± 0,02	1,72 ± 0,03	1,81 ± 0,02 (1,71 ± 0,03)	0,988 ± 0,021	0,939 ± 0,015 (0,994 ± 0,021)
РС264	0,61	1,99 ± 0,08	1,905 ± 0,027	2,001 ± 0,022	1,045 ± 0,044	0,995 ± 0,041
РС325	0,91	1,504 ± 0,013	1,57 ± 0,03	1,68 ± 0,04	0,956 ± 0,020	0,893 ± 0,024
РС305-1	1	1,48 ± 0,04	1,58 ± 0,02	1,71 ± 0,02	0,937 ± 0,028	0,866 ± 0,026

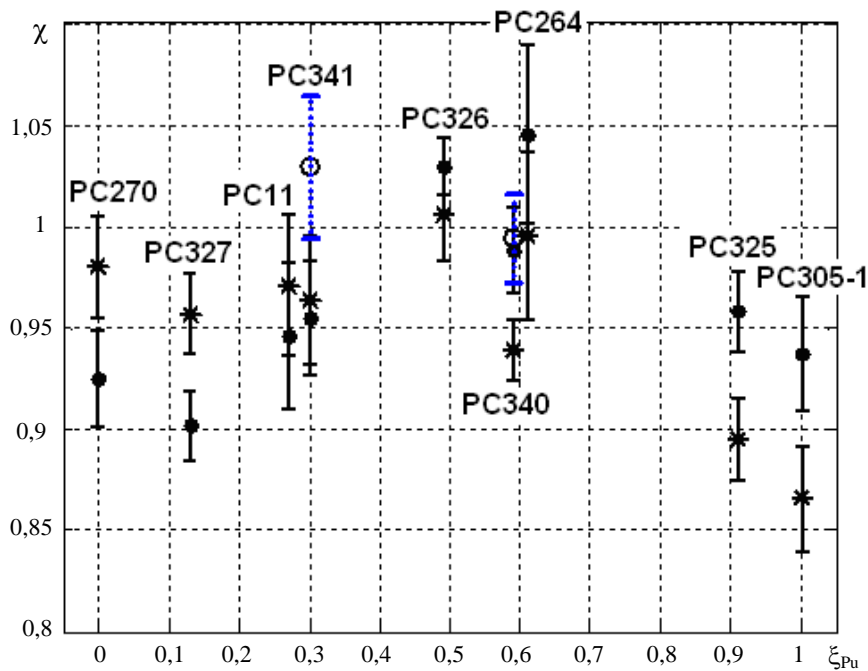


Рис. 3. Значения величины  $\chi = \frac{(\partial\alpha/\partial H)^{\exists}}{(\partial\alpha/\partial H)^{P}}$  для размножающих систем с разной долей делений в плутонии: БАС (●), ENDF BVI (\*), ENDF BVII (o)

Для библиотек БАС и ENDF BVI сложно выделить наличие функциональной зависимости  $\chi(\xi_{Pu})$ , однако можно отметить, что для РС с преобладанием урана в целом лучшее согласие расчетного и экспериментального значений коэффициента  $\partial\alpha/\partial H$  наблюдается для констант ENDF BVI, а для РС с большой долей плутония предпочтительнее выглядят константы БАС. При этом важным результатом является тот факт, что различие между экспериментальными коэффициентами  $\partial\alpha/\partial H$  (и соответственно  $\chi$ ) и рассчитанными с использованием разных библиотек нейтронных констант определяется различием во времени жизни мгновенных нейтронов. Это утверждение иллюстрируется данными табл. 4, где приведены значения  $\Lambda$ , определенные в рамках решения условно-критической задачи (программа ПРИЗМА-Д) для всех критических систем. Согласно данным двух последних колонок этой таблицы константы ENDF BVI дают более высокие значения времени жизни мгновенных нейтронов для урановых систем, а константы БАС – для систем из плутония. При этом именно более высокие расчетные значения  $\Lambda$  лучше согласуются с экспериментальными данными.

### Экспериментально-расчетное определение времени генерации мгновенных нейтронов

В табл. 5 и 6 приведены значения  $\Lambda_G$ ,  $\partial\rho/\partial H$ , определенные в расчетах по программе ПРИЗМА-Д с нейтронными константами БАС и ENDF BVI. Также в этих таблицах даны экспериментальные значения времени генерации мгновенных нейтронов, которые определялись по формуле (4) с расчетными коэффициентами  $(\partial\rho/\partial H)^P$  и экспериментальными коэффициентами  $(\partial\alpha/\partial H)^{\exists}$ . На рис. 4 данные табл. 5 и 6 представлены графически в виде зависимости времени генерации мгновенных нейтронов от доли делений в плутонии.

Анализ данных, представленных в табл. 5, 6 и на рис. 4, показал следующее:

– как утверждалось ранее, результаты расчетов коэффициента  $\partial\rho/\partial H$  по программе ПРИЗМА-Д с нейтронными константами БАС и ENDF BVI в пределах погрешности (менее 0,5 %) не различаются, также не различаются в пределах погрешностей и значения времени генерации мгновенных нейтронов  $\Lambda_G^{\exists}$ ;



– для РС с преобладающим содержанием урана ( $\xi_{Pu} < 0,5$ ) расчетные значения  $\Lambda_G$  занижены по сравнению с экспериментальными: до 10 % для констант БАС и до 7 % для констант ENDF BVI;

– с увеличением доли делений в плутонии ( $\xi_{Pu} > 0,5$ ) расчетные значения  $\Lambda_G$  становятся больше экспериментальных: до 13 % для констант БАС и до 11 % для констант ENDF BVI.

Таблица 4

*Результаты расчетов времени жизни мгновенных нейтронов  $\Lambda$  с различными константами. Статистическая погрешность расчета  $1\sigma \leq 0,02\%$*

Система	$\xi_{Pu}$	$\Lambda_{БАС}$ , нс	$\Lambda_{ENDFBVI}$ , нс	$\left(\frac{\Lambda_{БАС}}{\Lambda_{ENDFBVI}} - 1\right) \pm 2\sigma, \%$	$\left(\frac{(\partial\alpha/\partial H)_{ENDFBVI}}{(\partial\alpha/\partial H)_{БАС}} - 1\right) \pm 2\sigma, \%$
РС270	0	5,72	6,05	$-5,44 \pm 0,05$	$-5,3 \pm 2,1$
РС327	0,13	5,46	5,68	$-3,77 \pm 0,01$	$-5,8 \pm 3,2$
РС11	0,27	5,56	5,63	$-1,17 \pm 0,20$	$-2,6 \pm 2,7$
РС341	0,30	5,02	5,08	$-1,21 \pm 0,01$	$-0,9 \pm 2,4$
РС326	0,49	4,59	4,50	$2,02 \pm 0,02$	$2,4 \pm 2,1$
РС340	0,59	4,31	4,15	$3,88 \pm 0,01$	$5,2 \pm 3,3$
РС264	0,61	4,32	4,13	$4,67 \pm 0,24$	$5,0 \pm 2,8$
РС325	0,91	3,66	3,35	$9,23 \pm 0,03$	$7,0 \pm 4,2$
РС305-1	1	3,47	3,14	$10,41 \pm 0,03$	$8,2 \pm 2,6$

Таблица 5

*Расчетные  $(\Lambda_G)^P$  и экспериментально-расчетные  $(\Lambda_G)^Э$  значения времени генерации мгновенных нейтронов. Расчеты по программе ПРИЗМА-Д с константами БАС*

РС	$\xi_{Pu}$	$\left[\left(\frac{\partial\rho}{\partial H}\right)^P \pm 2\sigma\right] \cdot 10^{-3}, \text{мм}^{-1}$	$(\Lambda_G)^P$ , нс ( $2\sigma \leq 0,1\%$ )	$(\Lambda_G)^Э \pm 2\sigma$ , нс
РС270	0	$5,58 \pm 0,12$	5,73	$6,41 \pm 0,20$
РС327	0,13	$2,98 \pm 0,02$	5,46	$5,76 \pm 0,07$
РС11	0,27	$5,90 \pm 0,19$	5,56	$5,92 \pm 0,27$
РС341	0,30	$5,19 \pm 0,03$	5,03	$4,90 \pm 0,14$
РС326	0,49	$6,57 \pm 0,05$	4,60	$4,06 \pm 0,06$
РС340	0,59	$6,55 \pm 0,07$	4,34	$3,85 \pm 0,06$
РС264	0,61	$8,32 \pm 0,35$	4,35	$4,18 \pm 0,24$
РС325	0,91	$5,08 \pm 0,03$	3,68	$3,38 \pm 0,04$
РС305-1	1	$4,92 \pm 0,46$	3,49	$3,32 \pm 0,32$

Расчетные  $(\Lambda_G)^P$  и экспериментально-расчетные  $(\Lambda_G)^{\exists}$  значения времени генерации мгновенных нейтронов. Расчеты по программе ПРИЗМА-Д с константами ENDF BVI (BVII)

Система	$\xi_{Pu}$	$\left[ \left( \frac{\partial \rho}{\partial H} \right)^P \pm 2\sigma \right] \cdot 10^{-3}, \text{ мм}^{-1}$	$(\Lambda_G)^P, \text{ нс}$ ( $2\sigma \leq 0,1 \%$ )	$(\Lambda_G)^{\exists} \pm 2\sigma, \text{ нс}$
PC270	0	$5,64 \pm 0,07$	6,07 (6,09)	$6,48 \pm 0,17$
PC327	0,13	$2,95 \pm 0,02$	5,68	$5,71 \pm 0,07$
PC11	0,27	$5,78 \pm 0,17$	5,65	$5,80 \pm 0,26$
PC341	0,30	$5,17 \pm 0,03$ ( $5,15 \pm 0,03$ )	5,10 (5,11)	$4,88 \pm 0,14$
PC326	0,49	$6,52 \pm 0,05$	4,51	$4,03 \pm 0,06$
PC340	0,59	$6,49 \pm 0,08$ ( $6,54 \pm 0,08$ )	4,17 (4,19)	$3,82 \pm 0,07$
PC264	0,61	$8,28 \pm 0,26$	4,15	$4,16 \pm 0,21$
PC325	0,91	$5,00 \pm 0,03$	3,36	$3,32 \pm 0,04$
PC305-1	1	$4,92 \pm 0,36$	3,15	$3,32 \pm 0,26$

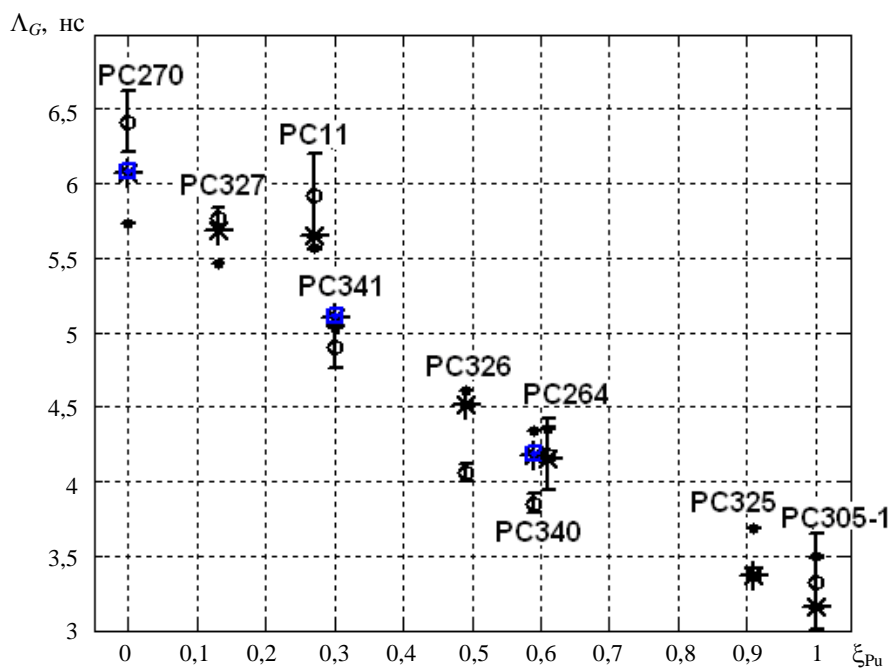


Рис. 4. Зависимость времени генерации мгновенных нейтронов  $\Lambda_G$  от доли делений в плутонии  $\xi_{Pu}$ : расчет по программе ПРИЗМА-Д с константами БАС (•), константами ENDF BVI (\*), и расчет по формуле (4) (○), в которой  $\partial \rho / \partial H$  рассчитано с константами БАС, а  $\partial \alpha / \partial H$  — экспериментальное значение

## Заключение

Корректность расчетного предсказания нейтронно-физических характеристик ИЯР с использованием современных программ метода Монте-Карло определяется, в первую очередь, качеством нейтронных констант. В настоящей работе показано, что хорошее совпадение экспериментальных и расчетных значений величины  $K_{эф}$  для критических систем не может гарантировать такую же точность при описании переходных нейтронных процессов в ИЯР. Поэтому требуется проверка качества нейтронных констант в нестационарных экспериментах с временами изменения плотности потока нейтронов, характерными для ИЯР.

В качестве решения этой задачи предложен метод дифференцирования постоянной спада плотности потока нейтронов, в рамках которого могут быть определены следующие величины:

– производная  $\partial\alpha/\partial H$  от постоянной спада по положению ЭРР, определяемая по результатам экспериментов с размножающей системой, для набора состояний около запаздывающей критичности;

– время генерации мгновенных нейтронов  $\Lambda_G$ , определяемое по найденной из экспериментальных данных производной  $\partial\alpha/\partial H$  с использованием рассчитываемого по прецизионным кодам коэффициента  $\partial\rho/\partial H$ .

Показано, что при условии достаточно корректного расчета  $K_{эф}$  для размножающих систем, что обеспечивается современными библиотеками нейтронных констант, различие в экспериментальном и расчетном значении  $\partial\alpha/\partial H$  определяется точностью расчета среднего времени генерации мгновенных нейтронов. Коэффициент  $\partial\rho/\partial H$  рассчитывается с использованием таких библиотек с погрешностью, не превышающей погрешность расчета величины  $K_{эф}$ .

Представлены результаты апробации метода, выполненные на примере девяти РС с активными зонами, содержащими металлические уран и плутоний, с различной долей делений в плутонии. В рамках апробации метода для всех РС построены расчетные бенчмарк-модели и исследована погрешность расчета для критических конфигураций исследуемых систем величины  $K_{эф}$  и времени жизни мгновенных нейтронов по программе метода Монте-Карло ПРИЗМА-Д с нейтронными константами БАС и ENDF BVI. Для трех сборок, РС270, РС340 и РС341, дополнительно исследована погрешность расчета величины  $K_{эф}$  и времени

жизни мгновенных нейтронов с константами ENDF BVII.

Показано, что занижение расчетных значений  $K_{эф}$  по отношению к экспериментальным достигает для констант БАС ~0,7 %, для констант ENDF BVI ~0,6 %, что существенно выше оцененной погрешности расчетных бенчмарк-моделей ( $1\sigma \leq 0,1$  %). Отличие от единицы значений  $K_{эф}$ , полученных с константами ENDF BVII дляборок РС270, РС340 и РС341, находится в пределах погрешности расчетных моделей РС.

Показано, что для констант БАС различие в расчетном и экспериментальном значениях времени жизни мгновенных нейтронов составляет от 10 % для урановых систем до 6 % для плутониевых систем. Для констант ENDF BVI различие в расчетном и экспериментальном значениях времени жизни мгновенных нейтронов составляет от 4 % для урановых систем до 13 % для плутониевых систем. Для обеих систем констант расчеты, в основном, дают заниженные значения времени жизни мгновенных нейтронов.

Результаты работы свидетельствуют о необходимости планомерных и объемных исследований в направлении создания базы данных для тестирования расчетов нестационарных нейтронных процессов в ИЯР и подобных им размножающих системах.

## Список литературы

1. MCNP – A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport. Version 3A. LA-7396-M, Rev. 2 Manual. UC-32 Issued: September 1986.

2. Кандиев Я. З., Зацепин О. В., Михалькова А. Г. и др. Возможности программы ПРИЗМА-Д // Исследования в гигантских импульсах тепловых нейтронов от импульсных реакторов и в ловушках больших ускорителей. — Дубна, 2005, с. 193–201.

3. Кочубей Ю. К., Житкин А. К., Артемьева Е. В. и др. Программа С-95. Современное состояние и возможности // VI Межотраслевая конференция по радиационной стойкости: Сборник докладов (г. Саров, 14–20 октября 2002 г). – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2003. С. 100–104.

4. International Handbook of Evaluated Criticality Safety Benchmark Experiments. NEA/NSC/DOC (95)03, 2009.

5. Куропатенко Э. С., Огибин В. Н., Орлов А. И. и др. Библиотека нейтронных констант БАС-78 для расчетов методом Монте-Карло // Тезисы докладов 3-й Всесоюзной научной конфе-

ренции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. Тбилиси, 1981, с. 59.

6. ENDF-102. Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF-6. Ed. V. McLane. BNL-NCS-44945-01/04-Rev., 2001.

7. Бесов С. С., Ершова Л. С., Костенко И. И., Лукин А. В., Самойлова Л. Ю., Соколов Ю. А., Хмельницкий Д. В. Верификация нейтронных констант по результатам нестационарных экспериментов с размножающими системами // Атомная энергия, 2011, т. 110, вып. 4, с. 231–236.

8. Бесов С. С., Ершова Л. С., Костенко И. И., Лукин А. В., Соколов Ю. А., Хатунцев К. Е., Хмельницкий Д. В. Оценка погрешности расчетов времени жизни мгновенных нейтронов в системе из металлического плутония // Атомная энергия, 2013, т. 114, вып. 3, с. 165–168.

9. Теоретические и экспериментальные проблемы нестационарного переноса нейтронов / Под ред. В. В. Орлова, Э. А. Стумбура. – М.: Атомиздат, 1972.

10. Леваков Б. Г., Лукин А. В., Магда Э. П., Погребов И. С., Снопков А. А., Терехин В. А. Импульсные ядерные реакторы РФЯЦ-ВНИИТФ. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2002.

11. Колесов В. Ф. Аперiodические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.

12. Mihalcz J., Mullens J., Mattingly J. et al. Physical description of nuclear materials identification system (NMIS) signatures // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. Section, 2000, vol. A 450, p. 531–535.

13. Arnautova M. A., Kandiev Ya. Z., Lukhminsky B. E., Malyshkin G. N. Monte-Carlo simulation in nuclear geophysics. Intercomparison of the PRIZMA Monte-Carlo program and benchmark experiments // Nucl. Geophys., 1993, vol. 7, N 3, p. 407–418.

Контактная информация –

Лукин Александр Васильевич,  
главный научный сотрудник НТО-5  
РФЯЦ-ВНИИТФ,  
тел. (35146) 39773

Статья поступила в редакцию 11.07.2014.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2014, вып. 3, с. 94–105.