

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО МЕТОДА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РЕАКТИВНОСТИ РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМ С ОТРАЖАТЕЛЕМ

**М. А. Воинов, В. В. Воронин, В. В. Кулик, О. А. Голубева**

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Проведены эксперименты по регистрации в диапазоне от 0 до 40 мкс сигнала спада излучения активной зоны реактора ГИР2 при воздействии на нее внешнего интенсивного импульса нейтронов длительностью  $\sim 1$  мкс. Исследовался интервал реактивности от подкритических ( $-7,5 \beta$ ) до критических ( $+0,28 \beta$ ) состояний реактора. Выяснено, что сигнал используемого детектора с пластмассовым сцинтиллятором зависит от реактивности и пропорционален изменению плотности термализованных нейтронов в конверторе реактора. В результате работы показано, что решение задачи определения реактивности реактора ГИР2 на основании измерения спада сигнала сцинтилляционного детектора и известного выражения  $\alpha_{\infty} = \frac{\beta}{\Lambda}(\rho - 1)$ , для расчета значений реактивности, возможно лишь для состояний с реактивностью не ниже  $\sim -3 \beta$ .

**Ключевые слова:** размножающие системы с отражателем, реактивность, сцинтилляционный детектор.

**APPLICATION OF THE PULSED-NEUTRON METHOD FOR MEASURING THE REACTIVITY OF THE FISSILE SYSTEMS WITH REFLECTOR / M. A. VOINOV, V. V. VORONIN, V. V. KULIK, O. A. GOLUBEVA** // There were performed the experiments in registration – within the range from 0 to 40  $\mu$ s – of a signal of GIR-2 reactor core radiation fall under the effects of external intense neutron pulse  $\sim 1 \mu$ s long. The reactivity internal from sub-critical ( $-7.5 \beta$ ) to critical ( $+0.28 \beta$ ) reactor states was studied. It was revealed that the signal of the applied detector with plastic scintillator depended on reactivity and was proportional to density variation of thermalized neutrons in the reactor converted. As a result it was demonstrated that the solution of the task of GIR-2 reactor reactivity determination basing on the measurement scintillation detector signal fall and the well-known expression  $\alpha_{\infty} = \frac{\beta}{\Lambda}(\rho - 1)$  for reactivity values calculation is possible only for the states with reactivity no lower than  $\sim -3 \beta$ .

**Key words:** fissile systems with reflector, reactivity, scintillation detector.

### Введение

Импульсные источники нейтронов высокой интенсивности являются мощным инструментом исследований в физике ядерных реакторов [1, 2]. Использование таких источников, в сочетании с детекторами высокой

разрешающей способности и современными средствами регистрации импульсных сигналов, позволяет выполнить широкий круг измерений. Основной принцип этого метода – изучение поведения нейтронов после введения нейтронного импульса в изучаемую среду. В частности, импульсный метод широко ис-

пользуется для измерения реактивности подкритических и критических систем различной конфигурации [1].

Данная работа проводилась с целью изучения возможности применения данного метода к измерению реактивности компактных размножающих систем, имеющих центральную часть (активную зону) из обогащенного металлического урана и наружный отражатель.

### Элементарная теория метода

В своей основе измерения реактивности с использованием импульсного источника нейтронов просты [1]: импульс нейтронов источника вводится в изучаемую подкритическую размножающую систему и наблюдается затухание плотности нейтронов  $n$  в зависимости от времени. По окончании переходных процессов может быть измерена установившаяся постоянная спада мощности реактора  $\alpha_\infty$ . Соотношение между параметром  $\alpha_\infty$  и реактивностью получается из уравнения кинетики реактора

$$\frac{dn}{dt} = \frac{(\rho-1)\beta}{\Lambda} n + \sum_i \lambda_i C_i, \quad (1)$$

где  $\Lambda$  – время генерации мгновенных нейтронов  $\left(\Lambda = \frac{l}{k} \approx l\right)$ ,  $k$  – коэффициент размножения

нейтронов в активной зоне,  $\beta = 0,007$  – эффективная доля запаздывающих нейтронов,  $\lambda_i$  – постоянная распада  $i$ -группы запаздывающих нейтронов,  $C_i$  – концентрация предшественников  $i$ -группы запаздывающих нейтронов,  $l$  – время жизни нейтронов в активной зоне,  $\rho$  – реактивность в ед.  $\beta$ .

Поскольку рассматривается спад мгновенных нейтронов, вкладом предшественников запаздывающих нейтронов можно пренебречь. Тогда, согласно основному определению, постоянная спада

$$\alpha_\infty = \frac{\beta}{\Lambda}(\rho-1). \quad (2)$$

Величина  $\alpha_\infty$  при критичности на запаздывающих нейтронах дается выражением

$$\alpha_{\infty K} = -\frac{\beta}{\Lambda},$$

и уравнение (2) можно переписать в виде

$$\alpha_\infty = \alpha_{\infty K}(1-\rho). \quad (3)$$

Таким образом, измеряемая постоянная спада основной гармонике прямо пропорциональна реактивности. Константа пропорциональности может быть просто получена из результатов измерений затухания импульса при критичности на запаздывающих нейтронах.

Уравнение (2) не учитывает возможное изменение времени жизни и эффективной доли запаздывающих нейтронов в зависимости от реактивности. В обычных условиях, когда изменения реактивности невелики (меньше  $0,1\beta$ ), изменением величин  $\Lambda$  и  $\beta$  с реактивностью можно пренебречь. Если изменения реактивности велики (несколько  $\beta_{эф}$ ), то следует вводить поправки на возможное изменение времени жизни нейтронов [1].

Для большинства практических приложений уравнения (2) и (3) с предполагаемой инвариантностью величин  $\Lambda$  и  $\beta$  удовлетворяют требованию точного определения реактивности. Однако необходима полная уверенность в том, что наблюдаемый спад является установившимся и соответствующим  $\alpha_\infty$  [1].

### Оборудование и аппаратура.

#### Характеристика критической системы

В качестве исследуемой размножающей системы в экспериментах использовалась активная зона импульсного реактора ГИР2 [5]. Схема АЗ реактора представлена на рис. 1. Центральная часть АЗ реактора ГИР2 состоит из двух разделенных горизонтальной диафрагмой полусфер с вертикальным осевым отверстием, предназначенным для введения импульсного блока регулирования реактивности (ИБ). Верхний блок – неподвижная полусфера, состоящая из семи топливных полусферических оболочек различной толщины, вложенных одна в другую. В качестве топлива используется уран-молибденовый сплав (мас-

совая доля молибдена – 9 %). Нижний блок – подвижная полусфера (может перемещаться в вертикальном направлении) состоит из блока грубой регулировки реактивности (БГР) и блока точной регулировки реактивности (БТР). БГР по аналогии с верхней полусферой собран из шести топливных полусферических оболочек,

вложенных одна в другую. БТР является седьмой топливной оболочкой нижнего блока активной зоны, которая имеет возможность собственного перемещения относительно БГР. Верхняя полусфера, БТР и БГР заключены в стальные оболочки (марка стали – 12Х18Н10Т).

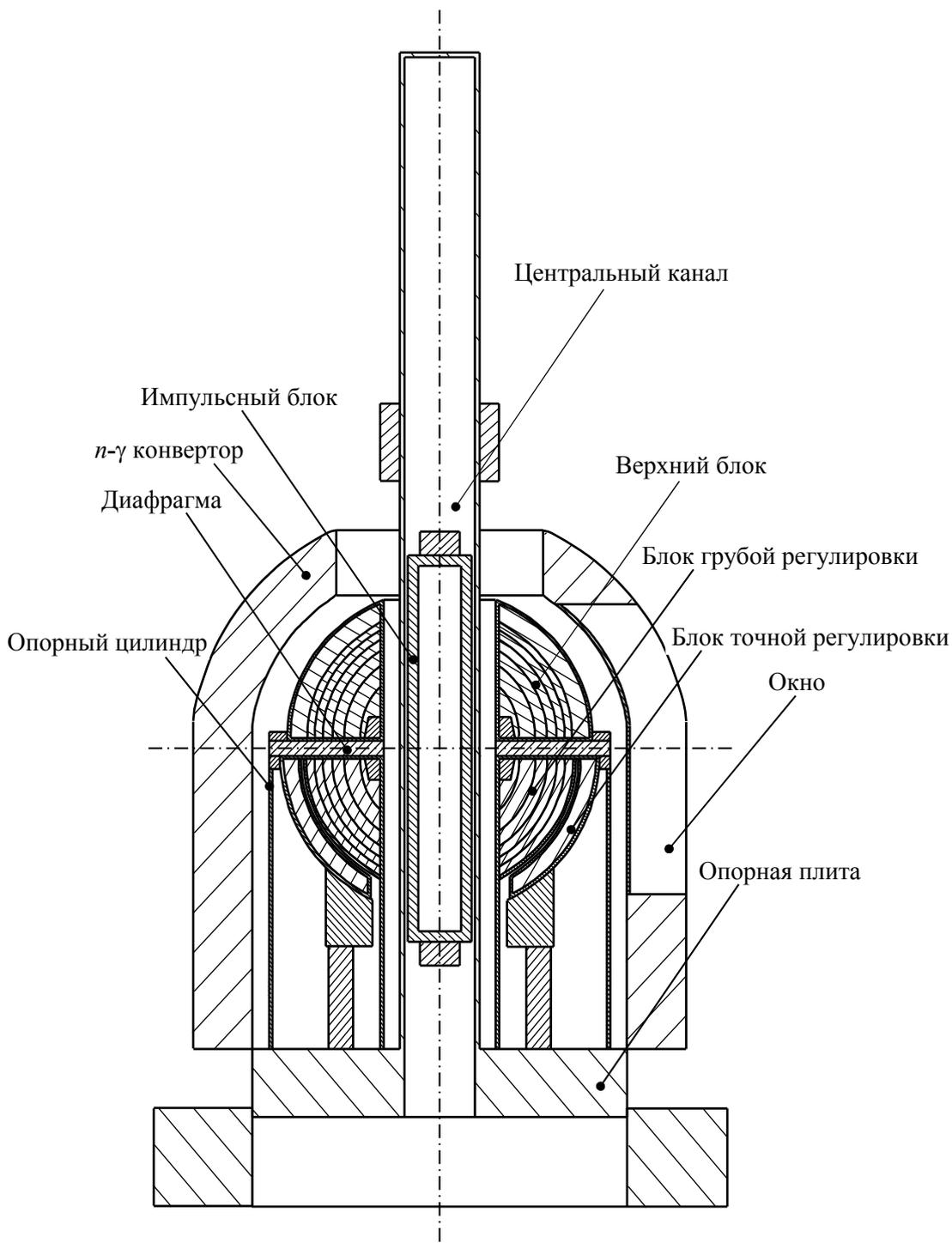


Рис. 1. Активная зона реактора ГИР2

Особенностью реактора является то, что для усиления гамма-составляющей излучения в реакторе предусмотрен конвертор, который окружает центральную часть активной зоны. Конвертирующий материал – гомогенизированная смесь полипропилена с окисью кадмия (массовая доля окиси кадмия – 6 %).

С целью увеличения нейтронного выхода в одном из направлений в конверторе предусмотрено сквозное боковое окно диаметром 30 см, центр которого находится на уровне опорной диафрагмы, поддерживающей верхний блок.

ИБ имеет форму полого цилиндра, закрытого с торцов. Материалом, из которого выполнен ИБ, является алюминий. При выполнении данных экспериментов ИБ находился в крайнем нижнем положении и не входил в состав изучаемой критической системы.

Топливом является металлический обогащенный уран, легированный молибденом (9 %). Плотность  $\sim 17,2$  г/см<sup>3</sup>. Обогащение урана по урану-235 в первых шести топливных оболочках верхнего блока и топливных оболочках БГР  $\sim 90$  %. Обогащение по урану-235 в седьмой (внешней) оболочке верхнего блока и БТР – 36 %.

В процессе экспериментов реактивность устройства изменялась за счет перемещения блоков регулирования реактивности БГР и БТР посредством системы управления и защиты реактора. Контроль реактивности проводился штатным реактиметром ГИР2.

### **Импульсный источник нейтронов**

В качестве внешнего источника нейтронов использовался генератор импульсного потока нейтронов ИНГ-031. Устройство обеспечивало генерацию одиночных импульсов нейтронов длительностью на уровне 0,1 амплитуды

импульса от 0,8 до 1,0 мкс и импульс синхронизации для запуска регистрирующей аппаратуры. Значение выхода нейтронов в импульсе генератора составляет  $(1,5 - 3,7) \cdot 10^8$  частиц. Излучатель нейтронов устанавливался на уровне диафрагмы АЗ ГИР2 со стороны «нейтронного» окна конвертора. Расстояние до оси активной зоны составляло 0,63 м (рис. 2). Высота над уровнем пола – 1,4 м.

### **Регистрирующая аппаратура**

Отсутствие подходящих детекторов нейтронов достаточной чувствительности и надлежащего временного разрешения привело к необходимости использовать в экспериментах пластмассовый сцинтиллятор на основе полистирола. Измерения проводились одновременно по двум каналам со сцинтилляционными детекторами типа ССДИ8-2. Сцинтилляторы детекторов устанавливались вертикально на одной высоте с излучателем ИНГ. Для защиты от рентгеновского излучения на них устанавливалась свинцовая защита толщиной 0,5 см. Один детектор (рабочий) устанавливался у активной зоны со стороны, противоположной излучателю нейтронов, на расстоянии 0,43 м от оси АЗ. Второй, контролирующий выход нейтронов генератора, располагался дальше от АЗ со стороны излучателя ИНГ. Схема размещения оборудования в экспериментах показана на рис. 2.

Питание детекторов и контроль напряжения питания (3,3 кВ) ФЭУ детекторов обеспечивали блоки SPELLMAN SL-10, точность установки напряжения 1 %. В качестве регистраторов использовались осциллографы TDS-3012 (Tektronix), рабочая полоса частот – 100 МГц. Длина кабельных линий связи  $\sim 20$  м, тип кабеля РК75-4-15. Согласующая нагрузка на входе регистраторов – 75 Ом.

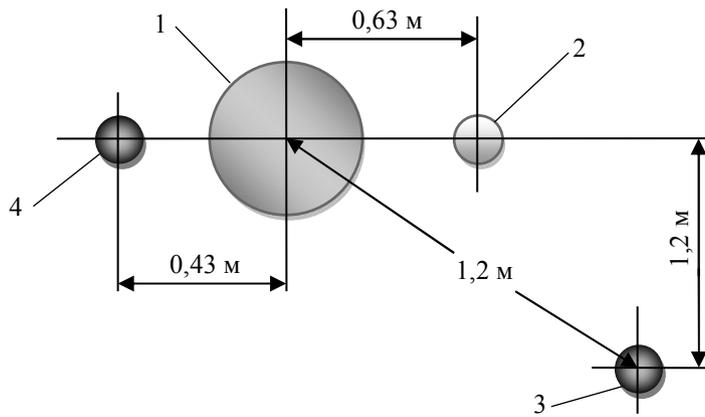


Рис. 2. Схема размещения оборудования в экспериментах: 1 – активная зона ГИР2, 2 – ИНГ, 3 – мониторирующий детектор, 4 – рабочий детектор

### Порядок проведения экспериментов

При проведении экспериментов реактор выводился в необходимое состояние, реактивность которого измерялась с помощью штатной системы установки ГИР2. Затем генерировался импульс нейтронов ИНГ и осуществлялась регистрация сигнала, формируемого физическими процессами в изучаемой системе. При слабом сигнале монитора эксперимент повторяли до появления сигнала, соответ-

ствующего наибольшему нейтронному выходу генератора. Измерения проводились в диапазоне от подкритических ( $-7,5\beta$ ) до надкритических ( $+0,28\beta$ ) состояний реактора с учетом запаздывающих нейтронов деления. На рис. 3 показана типичная для данных экспериментов форма сигналов детекторов при критическом ( $+0,002\beta$ ) состоянии реактора. Часть полученных осциллограмм процессов приведена на рис. 4–6.

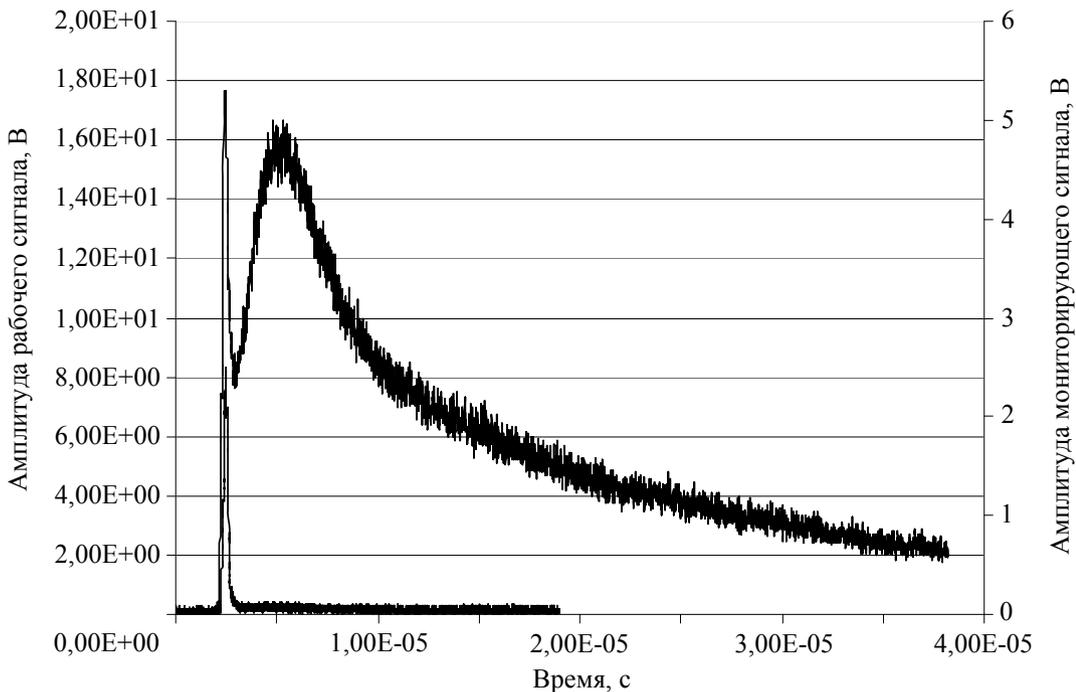


Рис. 3. Форма сигнала детекторов в критическом состоянии реактора ГИР2. Верхняя кривая – сигнал рабочего детектора, нижняя – сигнал мониторирующего детектора

*Относительная чувствительность детектора в зависимости от энергии регистрируемых нейтронов и гамма-квантов*

Нейтроны	Энергия, МэВ	14	4	3	2,0	1,0	0,8	0,6	0,4
	Чувствительность, отн. ед.	1	0,4	0,3	0,2	0,09	0,07	0,06	0,04
Гамма-кванты $^{60}\text{Co}$ (1,17 и 1,33 МэВ)	Чувствительность, отн. ед.	0,28							

### Анализ результатов экспериментов

Известно, что сигнал сцинтилляционного детектора зависит от энергии и вида регистрируемых частиц. В табл. 1 представлена относительная чувствительность используемых детекторов к нейтронам различной энергии и гамма-квантам  $^{60}\text{Co}$  (1,17 и 1,33 МэВ).

Средняя энергия гамма-квантов, покидающих активную зону реактора ГИР2, находится в диапазоне от 1 до 2 МэВ, а средняя энергия нейтронов, вылетевших из АЗ, не превышает 1 МэВ. При этом удельный флюенс гамма-квантов за конвертором в 10 раз превосходит удельный флюенс быстрых нейтронов [3]. Таким образом, с учетом данных табл. 1 можно предположить, что амплитуда сигналов почти полностью определяется гамма-излучением АЗ. Влияние излучения, отраженного оборудованием и строительными конструкциями помещения, на показания детекторов мало, так как сигнал мониторирующего детектора спустя 1 мкс от начала импульса слабый.

Поскольку удельный выход гамма-квантов на реакторе ГИР2 в  $\sim 3$  раза превышает удельный выход гамма-излучения реакторов с металлической активной зоной, не имеющих конвертора [7], можно считать, что сигнал рабочего детектора соответствует, в основном, процессам образования гамма-излучения в конверторе реактора ГИР2 и, как видно из осциллограмм, зависит от реактивности ГИР2.

### Модель формирования гамма-излучения в конверторе ГИР2

Гамма-излучение в конверторе реактора ГИР образуется в основном за счет реакции ( $n, \gamma$ ) на ядрах кадмия, специально введенных

в отражатель реактора для этих целей. Сечение поглощения нейтронов ядром кадмия (рис. 4), при уменьшении энергии нейтронов от нескольких МэВ до тепловой, имеет максимум в районе энергии 0,2 эВ [2]. Таким образом, сигнал рабочего детектора, в основном, пропорционален изменению плотности термализованных (с энергией  $\leq 0,2$  эВ) нейтронов в конверторе.

Без претензий на полноту физических процессов будем считать, что нейтроны могут попасть в конвертор либо в результате работы импульсного генератора, либо за счет делений, происходящих в центральной части АЗ. Нейтроны деления зависят от изменения мощности реактора во времени. Попадающие в конвертор нейтроны имеют высокую энергию, и для того, чтобы произошла реакция поглощения с выходом гамма-кванта, нейтрон должен пройти стадии замедления и термализации до энергии  $\sim 0,2$  эВ.

Известно, что после воздействия интенсивного внешнего источника нейтронов на подкритические сборки с отражателем зависимость изменения плотности нейтронов в АЗ (или мощности) во времени отлична от зависимости, которая дается уравнением (1). Абсолютное значение производной спада плотности мгновенных нейтронов в начальные моменты времени имеет большее значение, чем в конце, где процесс считается установившимся [2].

Выделим две группы быстрых нейтронов в конверторе:

– первая ( $n_{61}$ ) – это нейтроны ИНГ и нейтроны из центральной области АЗ, относящиеся к начальной, быстроспадающей части кривой изменения плотности нейтронов во времени;

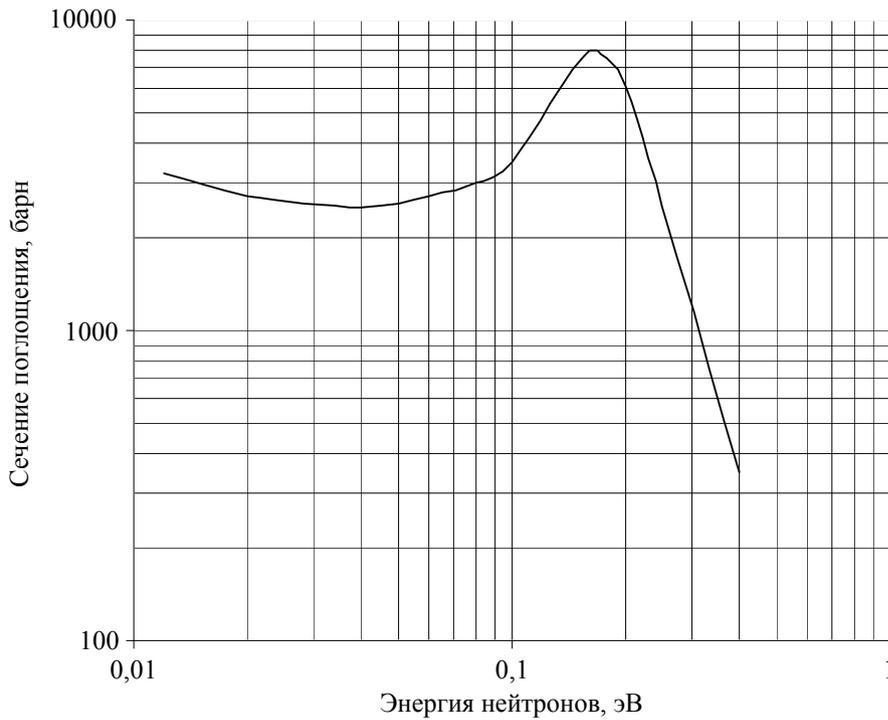


Рис. 4. Изменение сечения поглощения кадмия в зависимости от энергии нейтронов

– вторая ( $n_{62}$ ) – это нейтроны из центральной области АЗ, возникшие в момент установления асимптотического состояния спада мощности и ответственные за формирование хвостовой части сигнала.

Будем считать, что действие первой группы мгновенно, а асимптотическое состояние для второй группы устанавливается сразу. Замедление и термализация быстрых нейтронов первой и второй групп приводят к появлению, соответственно, первой и второй групп термализованных нейтронов. Тогда уравнения баланса для нейтронов первых групп в конверторе можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{dn_{61}(t)}{dt} + \alpha_6 n_{61}(t) &= 0, \\ \frac{dn_{T1}(t)}{dt} + \alpha_T n_{T1}(t) &= \lambda_T n_{61}(t), \\ n_{61}(0) &= N_{61}, \\ n_{T1}(0) &= 0, \\ t_0 &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

а для нейтронов вторых групп –

$$\begin{aligned} \frac{dn_{62}(t)}{dt} + \alpha_6 n_{62}(t) &= \alpha_\infty N_{62} \exp(-\alpha_\infty t), \\ \frac{dn_{T2}(t)}{dt} + \alpha_T n_{T2}(t) &= \lambda_T n_{62}(t), \\ n_{62}(0) &= 0, \\ n_{T2}(0) &= 0, \\ t_0 &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $n_{61}(t)$ ,  $n_{T1}(t)$ ,  $n_{62}(t)$ ,  $n_{T2}(t)$  – плотности быстрых и термализованных нейтронов первых и вторых групп,  $\alpha_6$  и  $\alpha_T$  – постоянные спада быстрых и термализованных нейтронов в конверторе,  $\lambda_T$  – постоянная термализации быстрых нейтронов. Величина  $\alpha_\infty$ , входящая в правую часть первого уравнения системы (5), является установившейся постоянной спада мощности реактора, а само выражение в правой части представляет собой источник быстрых нейтронов второй группы для конвертора. Решая уравнения, находим:

$$n_{T1}(t) = \frac{N_{61} \lambda_T}{\alpha_T - \alpha_6} [\exp(-\alpha_6 t) - \exp(-\alpha_T t)], \quad (6)$$

$$n_{T2}(t) = \frac{N_{62}\lambda_T\alpha_\infty}{\alpha_6 - \alpha_\infty} \times \left[ \left( \frac{1}{\alpha_T - \alpha_\infty} \right) \exp(-\alpha_\infty t) - \left( \frac{1}{\alpha_T - \alpha_6} \right) \exp(-\alpha_6 t) - \left( \frac{1}{\alpha_T - \alpha_\infty} - \frac{1}{\alpha_T - \alpha_6} \right) \exp(-\alpha_T t) \right]. \quad (7)$$

Получено, что выражение (6) удовлетворительно описывает начальную часть сигнала рабочего детектора (рис. 3) при условии, что величины постоянных спада быстрой и термализованной групп нейтронов практически одинаковы,  $\alpha_T = \alpha_6 + \Delta$ , где  $\Delta \rightarrow 0$ . Тогда вид выражений (6) и (7) упрощается:

$$n_{T1}(t) \approx N_{61}\lambda_T t \exp(-\alpha_6 t), \quad (8)$$

$$n_{T2}(t) \approx \frac{N_{62}\lambda_T\alpha_\infty}{(\alpha_6 - \alpha_\infty)^2} [\exp(-\alpha_\infty t) - \exp(-\alpha_6 t)]. \quad (9)$$

Полное значение плотности термализованных нейтронов в конверторе является суммой величин, представленных выражениями (8) и (9):

$$n_T(t) = n_{T1}(t) + n_{T2}(t). \quad (10)$$

Если известно время жизни нейтронов, для системы, которая находится в критическом состоянии, то при не слишком больших изменениях реактивности относительно этого состояния значения величин  $\alpha_\infty$  могут быть рассчитаны на основании выражения (2). Расчет [3] времени жизни нейтронов ГИР2, без импульсного блока в активной зоне и при критическом состоянии реактора, дает значение (относительно процесса делений)  $l \approx 1,65 \cdot 10^{-7}$  с. В табл. 2 приведены значения  $\alpha_\infty$ , рассчитанные по выражению (2), для ряда значений реактивности системы, которые использовались в экспериментах. Эффективная доля запаздывающих нейтронов принималась равной  $\beta = 0,007$ .

На рис. 5 и 6 для примера приведено сравнение временного изменения плотностей термализованных нейтронов в конверторе, вы-

численных на основании выражений (8–10), и сигналов рабочего детектора для двух крайних значений реактивности, указанных в табл. 2. Значения величин  $\alpha_\infty$  взяты из табл. 2. Для постоянной спада нейтронов в конверторе принято значение  $\alpha_T = \alpha_6 = 4,55 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup>, при котором обеспечивается наиболее удовлетворительное совпадение положений максимумов сигнала (второй пик) и вычисленной плотности нейтронов. Значения коэффициентов  $N_{61}\lambda_T$  и  $N_{62}\lambda_T$  в каждом случае определялись подбором для обеспечения совпадения с регистрируемым сигналом.

Таблица 2

Расчетное значение постоянной спада мгновенных нейтронов реактора ГИР2

Реактивность, ед. $\beta$	+0,28	+0,002	-0,51	-3,2	-5,0
Постоянная спада, с <sup>-1</sup>	$3 \cdot 10^4$	$4,3 \cdot 10^4$	$6,5 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^5$	$2,6 \cdot 10^5$

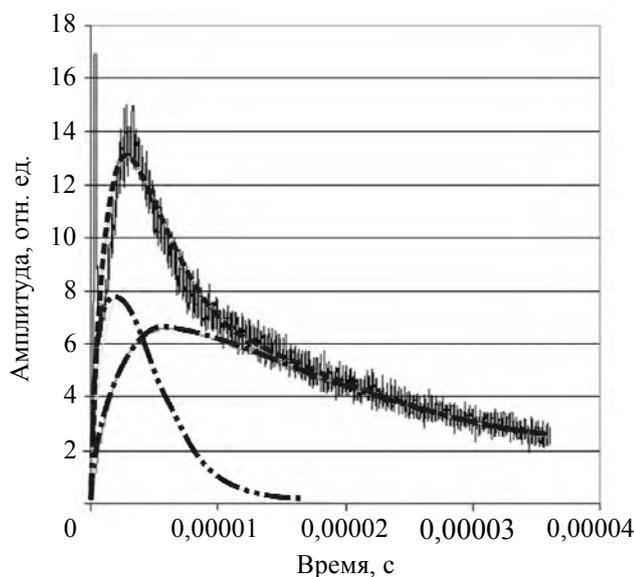


Рис. 5. Сравнение временной формы сигнала детектора (—) и вычисленного изменения плотности термализованных нейтронов в конверторе (---) для положительного значения реактивности 0,28  $\beta$ : — · — — изменение плотности нейтронов первой группы; — · — — изменение плотности нейтронов второй группы

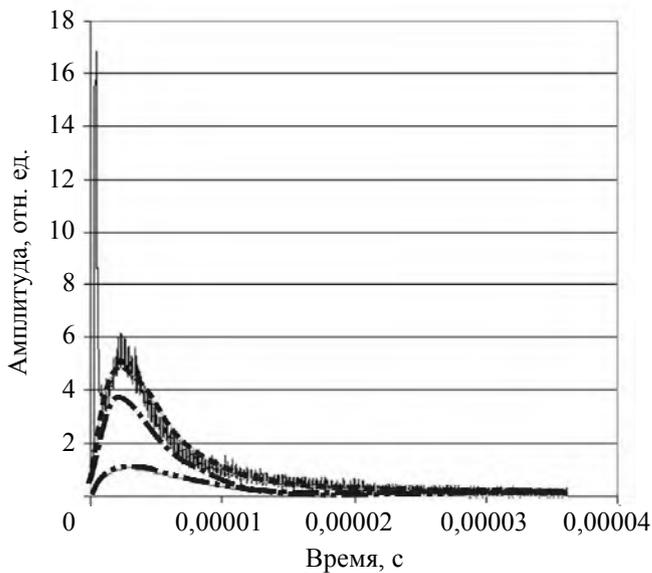


Рис. 6. Сравнение временной формы сигнала детектора (—) и вычисленного изменения плотности термализованных нейтронов в конверторе (---) для отрицательного значения реактивности  $-5\beta$ : — · · — — изменение плотности нейтронов первой группы; — · — — изменение плотности нейтронов второй группы

Результат свидетельствует о том, что спад импульса спустя  $\sim 25$  мкс после начала процесса для реактора с реактивностью от  $+0,28\beta$  до  $-3,2\beta$  может быть описан с помощью выражения (9) и определяется, в основном, спадом мощности в реакторе (параметром  $\alpha_\infty$ ). Однако для реактора с реактивностью  $-5\beta$  (рис. 6) сигнал импульса в интервале времени от 25 до 40 мкс становится слишком слабым для того, чтобы с определенностью судить о величине  $\alpha_\infty$ , и регистрируемый процесс почти полностью определяется спадом термализованных нейтронов первой группы.

Если принять, что положение максимального значения плотности термализованных нейтронов соответствует среднему времени, в течение которого энергия нейтронов в материале конвертора ГИР2 превышает 0,2 эВ, то можно получить значение  $\sim 2,2$  мкс, сравнимое с аналогичным значением для замедлителя из обычной воды, равным  $2,5 \pm 0,5$  мкс [2].

Является признанным, и это подтвердили данные эксперименты, что в подкритических системах с отражателем затухание импульса нейтронов определяется, в конечном счете, характеристическим временем спада нейтронов в отражателе; это приводит к тому, что эффективный нижний предел измеряемой реактивности выше, чем для системы без отражателя [1].

## Список литературы

1. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. – М.: Атомиздат. 1967. 427 с.
2. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат. 1968. 456 с.
3. Воинов М. А., Баринов С. А. Создание физико-математической модели аperiodического импульсного реактора ГИР-2 // ВАНТ. Сер.: Физика ядерных реакторов. 2002. Вып. 1/2. С. 168–172.
4. Чередник П. Ф. Представление параметров кинетики реактора с отражателем через величины, измеряемые в импульсном эксперименте // ВАНТ. Сер.: Импульсные реакторы и простые критические сборки. 1981. Вып. 1(7). С. 43–47.
5. Колесов В. Ф. Аperiodические импульсные реакторы. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 1999. 1032 с.

Контактная информация –

Воинов Михаил Алексеевич,  
начальник отдела ИЯРФ,  
РФЯЦ-ВНИИЭФ,  
e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 16.07.2018.

Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2018, вып. 4, с. 69–77.