

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Физика

ядерных реакторов

ВЫПУСК

2011

3

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ:
ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Издается с 1989 г.

ВЫПУСК 3

ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ

Издается с 1985 г.

Москва – 2011

Сборник «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов» включен в Перечень ведущих изданий Высшей аттестационной комиссии.

Выпуск «Импульсные реакторы и простые критические сборки» Серии «Физика ядерных реакторов» подготавливается Российским федеральным ядерным центром – ВНИИЭФ.

Подписной индекс 32067 с 2010 г. в каталоге «Газеты. Журналы» ОАО Агентство «Роспечать».

Статьи из сборника «ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов» публикуются в переводе на английский язык в специальных выпусках «Voprosy Atomnoi Nauki i Tekhniki. Seriya: Fizika Yadernykh Reaktorov» журнала «Physics of Atomic Nuclei» (перевод Российского журнала «Ядерная физика»), издаваемого PLEIADES PUBLISHING и распространяемого издательством Springer (ISSN: 1063-7788).

Статьи, поступающие в редакцию, рецензируются. При перепечатке и цитировании ссылка на сборник ВАНТ обязательна. Перепечатка материалов допускается только с письменного разрешения редакции.

Редакционная коллегия серии:

главный редактор – Ю. М. Семченков (НИЦ «Курчатовский институт»);
заместители главного редактора – С. М. Зарицкий (НИЦ «Курчатовский институт»),
В. Ф. Колесов (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»), А. Е. Крошили (ОАО «ВНИИАЭС»),
В. В. Пчелин (НИЦ «Курчатовский институт»);
ответственный секретарь – Е. А. Старостина (НИЦ «Курчатовский институт»);
члены редколлегии – П. Н. Алексеев, Е. В. Бурлаков, А. Ю. Гагаринский,
М. П. Лизоркин, В. Д. Павлов, Я. И. Штромбах (НИЦ «Курчатовский институт»).

Редакционная коллегия выпуска:

В. Ф. Колесов (главный редактор), Е. В. Куличкова (отв. секретарь),
С. В. Воронцов (зам. главного редактора), А. В. Лукин, В. А. Павшук, А. С. Кошелев, В. А. Терехин,
В. Х. Хоружий

В выпусках «Импульсные реакторы и простые критические сборки» публикуются статьи, охватывающие следующие конкретные проблемы:

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров аperiodического действия;
- конструкции и физические характеристики действующих или проектируемых импульсных реакторов;
- опыт эксплуатации импульсных реакторов;
- методики и результаты проводимых с помощью импульсных реакторов экспериментов;
- критические и другие нейтронно-физические характеристики простыхборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критическихбороках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критическихборок.

Materials related to the concrete topics described below are published in issues «Pulse Reactors and Simple Critical Assemblies»:

- kinetics and dynamics of pulse reactors and boosters of aperiodic action;
- designs and physical characteristics of working and projected pulse reactors;
- operational experience of pulse reactors;
- procedures and results of experiments performed with pulse reactors;
- critical and other neutron-physical characteristics of simple assemblies of fissile material;
- integral experiments as applied to simple critical assemblies to test multigroup neutron constants;
- nuclear safety of pulse reactors and simple critical assemblies.

ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗРЯДОВ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА В РЕЖИМЕ ГЕНЕРАЦИИ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

П. Л. Усенко, В. В. Гаганов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Приводятся характеристики разрядов плазменного фокуса и масштабные закономерности выхода проникающих излучений. Рассмотрен инвариантный параметр, служащий критерием оптимизации режимов работы газоразрядных камер коаксиальной геометрии. Представлены результаты исследований мягкого рентгеновского излучения, генерируемого сферической газоразрядной камерой с плазменным фокусом разработки РФЯЦ-ВНИИЭФ. На основе полученных данных продемонстрировано выполнение критерия оптимизации для сферических газоразрядных камер.

Ключевые слова: плазменный фокус, газоразрядные камеры, мягкое рентгеновское излучение, пинч-эффект.

OPTIMIZATION OF THE PLASMA FOCUS DISCHARGES IN THE EMISSION MODE / P. L. USENKO, V. V. GAGANOV // There are presented characteristics of the discharges and scaling laws for penetrating radiation yields. The invariant drive parameter, serving as optimization criterion for operation modes of the coaxial geometry discharge chambers, is conceded. The investigation results of the soft x-ray emission from the plasma focus spherical discharge chamber, developed by RFNC-VNIIEF, are presented. The obtained data demonstrates of optimization criterion fulfillment for the spherical discharge chambers.

Key words: plasma focus, soft X-ray, discharge chambers, Pinch-effect.

Сильноточные электрические газовые разряды в геометрии нецилиндрического Z-пинча или плазменного фокуса (ПФ) прочно вошли в практику физического эксперимента в качестве сравнительно простых двухэлектродных устройств, используемых для создания плазмы с рекордным энерго-содержанием в единице объема. Эффективные сжатие и нагрев за счет собственного магнитного поля разрядного тока (пинч-эффект) и джоулевых потерь приводят здесь к кумуляции энергии и рабочего вещества на оси системы с формированием локального плотного высокотемпературного плазменного образования (собственно ПФ). В более широкой трактовке термин ПФ отождествляется со всем процессом развития пинчевания или с названием соответствующих экспериментальных устройств [1].

От начала отечественной программы термоядерных исследований главным стимулом изучения пинчующихся разрядов являлась перспектива осуществления термоядерного зажигания. В дальнейшем, по мере развития представлений о харак-

тере процессов в таких разрядах, основной акцент исследований сместился в область изучения динамики пинчующейся плазмы и генерации проникающих излучений [2].

В настоящее время, несмотря на отсутствие полного понимания механизмов, ответственных за процессы в ПФ, подобные устройства нашли широкое применение в качестве источников термоядерных нейтронов или рентгеновского излучения (РИ). Этому способствуют высокий выход генерируемых излучений и относительная простота реализации соответствующих режимов разрядов. Плазмообразующей средой, как правило, служат водород и его изотопы, инертные газы, а также их смеси [3].

Конструкции газоразрядных камер и качественная картина развития разрядов

Существуют два классических варианта конструкций газоразрядных камер ПФ, различающих-

ся по характеру развития разрядов. Это конструкции радиальной (ПФФ) и коаксиальной (ПФМ) геометрий разработки Филипповых и Дж. Мейзера (*J. Mather*), соответственно. В ПФФ движение токово-плазменной оболочки (ТПО) к оси системы под действием электродинамических сил разрядного тока начинается практически сразу после пробоя вдоль поверхности изолятора, а в ПФМ этому предшествует фаза ускорения в межэлектродном зазоре. Общим является внутреннее расположение анода, что обеспечивает кумуляцию ТПО вблизи его торца. Выбор между вариантами конструкций камер преимущественно связан с вопросами согласования электротехнических параметров генератора импульсных токов (ГИТ) и плазменной нагрузки в целях получения максимального выхода генерируемого излучения [3–5].

Установки ПФ, как правило, запитываются от емкостных ГИТ с накопителем энергии в виде батареи низкоиндуктивных импульсных конденсаторов (КБ) при начальных напряжениях разрядов $U = 10\text{--}50$ кВ и длительности фронта токового импульса порядка микросекунд. Поскольку формирование ПФ требует концентрации энергии $\geq 10^5$ Дж/см³ (для сравнения, энергоемкость бризантных взрывчатых веществ не превышает 10^4 Дж/см³), ключевым для выполнения этих условий является использование мегаамперных ГИТ, обеспечивающих скорость нарастания тока в нагрузке $dI/dt \geq 10^{11}\text{--}10^{12}$ А/с [3, 6].

Исследования пинчующихся разрядов, проводимые в РФЯЦ-ВНИИЭФ с середины 1960-х годов под руководством А. И. Павловского и В. А. Цукермана, привели к разработке камер ПФ с криволинейной формой электродов – сферических газоразрядных камер (СФК) Н. Г. Макеева и В. Г. Румянцева, занимающих промежуточное положение относительно конструкций ПФФ и ПФМ. В СФК обеспечиваются сравнительно протяженная фаза ускорения ТПО в межэлектродном зазоре (как в ПФМ) и быстротечная фаза радиального схождения к оси системы (как в ПФФ) [3].

Качественная картина развития разрядов, общая для всех конструкций камер, состоит в следующем. При подаче высокого напряжения на внутренний электрод происходит пробой газоразрядного промежутка и ионизационное скинирование тока у поверхности изолятора с формированием ТПО, однородность и азимутальная симметрия которой определяют степень последующей кумуляции энергии в зоне ПФ. ТПО проходит стадии отрыва от поверхности изолятора, ускорения в межэлектродном зазоре (со сгребанием и иони-

зацией рабочего газа) и осесимметричного радиального сжатия на оси. Существенную роль в динамике ТПО играет потеря рабочего вещества за счет ее нецилиндричности [1, 5].

На конечной стадии сжатия происходит термализация кинетической энергии ТПО с образованием плазменного пинча. Его дальнейшая эволюция приводит к появлению осевой перетяжки и формированию высокотемпературного ПФ. Причиной развития перетяжки служит увеличение давления азимутального магнитного поля (P_m) тока через ТПО (I_p) при уменьшении радиуса пинча из-за стохастического возмущения его внешней границы. Плазма в перетяжке удерживается по радиусу магнитным полем и вытекает вдоль оси системы со скоростью $\sim 10^8$ см/с. При этом предполагается выполнение условия радиального равновесия У. Беннета (*W. Bennet*) – равенства газодинамического давления плазмы (P_m) давлению азимутального магнитного поля: $P_m = P_m$ [7–9]. В приближении одинаковых значений электронной и ионной температур ($kT_e \approx kT_i$) и однородного распределения зарядового состава ионов ($n_e = n_i \cdot Z_{ef}$): $P_m = (n_e + n_i)kT_e$, где n_e и n_i – концентрации электронов и ионов, соответственно; Z_{ef} – эффективный заряд ионов. Давление магнитного поля $P_m = \mu_0 I_p^2 / (8\pi^2 r^2)$, где μ_0 – магнитная постоянная; r – радиус пинча. Отсюда

$$n_i (\text{см}^{-3}) \cdot (Z_{ef} + 1) \cdot \pi r^2 (\text{см}^2) \cdot kT_e (\text{кэВ}) \approx 3,12 \cdot 10^{18} \cdot I_p^2 (\text{МА}^2). \quad (1)$$

На заключительном этапе эволюции, по мере снижения погонного числа частиц и разрядного тока, происходит уменьшение электронной температуры плазмы, что определяет время жизни излучающего ПФ. Более подробная и, зачастую, противоречивая картина развития разрядов включает в себя рассмотрение сложного комплекса приэлектродных явлений, процессов вблизи поверхности изолятора, структуры фронта ударной волны, филаментации ТПО и др. [10, 11].

Масштабные закономерности эмиссии

Систематические многолетние исследования выявили ряд общих закономерностей эволюции ПФ для газоразрядных камер разных конструкций, однако, к настоящему времени законченное самосогласованное описание его динамики отсутствует. В этой связи представляет интерес установле-

ние эмпирических масштабных закономерностей (скейлингов) между выходом проникающих излучений и начальными условиями разрядов, что позволяет прогнозировать запас повышения эмиссии и осуществлять ее регулировку посредством реализации различных режимов работы газоразрядных камер. Например, разряды ПФ на дейтерии могут быть оптимизированы либо по выходу нейтронов, либо по выходу энергии РИ за счет различий в динамике нагрева ионов и электронов.

В ходе исследований ПФ получен ряд скейлингов, главным образом, касающихся интегрального выхода ДД-нейтронов (Y_n). Найдены зависимости выхода от начального напряжения разрядов $Y_n \propto U^{4,0-4,5}$ при постоянной емкости КБ ($C = \text{const}$) и $Y_n \propto C^{2,5}$ при $U = \text{const}$, являющиеся частными случаями скейлинга от энергетики разрядов для ПФФ, ПФМ и СФК: $Y_n \propto W^{2,0-2,5}$ [1, 12]. В то же время известно, что максимальный ток разряда КБ следует зависимости $I \propto W^{0,5}$, т. е. емкостные ГИТ обеспечивают примерно одинаковый ток для конкретных значений накопленной энергии [13]. Поскольку сжатие ТПО происходит за счет электродинамических сил разрядного тока (1), то и основным показателем энергонапряженности разрядов следует считать ток, а не энергию в КБ. Действительно, установлен степенной скейлинг выхода нейтронов в зависимости от тока разряда: $Y_n \propto I^{3,0-5,0}$ [14]. Очевидно, что прогресс в развитии устройств ПФ определяется увеличением разрядного тока и его производной (согласно скейлингу $Y_n \propto (dI/dt)^{2,4}$ из [3]), обеспечивающей более ранний отрыв ТПО от поверхности изолятора и снижение содержания в ней примесей его паров. Непосредственно через пинч протекает не весь разрядный ток (эффект периферийного шунтирования), поэтому важно обеспечить его высокие значения именно через ТПО. В ходе исследований в этом направлении получен скейлинг: $Y_n \propto I_p^{3,2-3,3}$ [3, 15].

Достижение высоких значений тока ТПО определяется согласованием внешнего разрядного контура с динамикой пинчевания. Условием оптимального согласования служит близость времени прихода ТПО на ось системы к длительности фронта токового импульса [5, 10]. Критическими параметрами также являются давление плазмообразующей среды и размеры электродов газоразрядных камер. Для фиксированной энергетики существует оптимальное давление рабочего газа, когда режим разряда согласован с параметрами внешнего контура, а любые отклонения давления от оптимального приводят к уменьшению концен-

трации энергии в зоне ПФ [3]. Что касается размеров электродов, то в рамках даже чисто электротехнического подхода (без учета процессов генерации) повышение выхода нейтронов требует выбора эффективной геометрии электродов в сочетании с увеличением рабочего напряжения КБ: $I \propto U \cdot r_A$, где r_A – радиус анода [13, 16].

При разрядах ПФ в сильноизлучающих газах динамика ТПО отлична от таковой в дейтерии, где основное влияние оказывают состав и давление плазмообразующей среды. Скорости ТПО для разных газов могут не совпадать даже при их одинаковых массовых плотностях, что требует индивидуального согласования режимов разрядов [17–19].

В отличие от режимов с генерацией нейтронов, для интегрального выхода энергии мягкого РИ (Y_R) получен менее представительный набор скейлингов, что обусловлено методической сложностью проведения измерений и интерпретации данных рентгеновской диагностики. В частности, для ПФФ найдена зависимость выхода в линиях Н- и Не-подобных ионов неона: $Y_R \propto I_p^{3,5-4,0}$ [20].

Для разрядов ПФМ на дейтерии установлены скейлинги, включающие ток разряда и радиус анода: $Y_R \propto I^4 / r_A^2$ [17]. Для одной из модификаций сферических газоразрядных камер (СФК-17) при разрядах на неоне получен скейлинг [3]: $Y_R \propto I^{4,5}$.

Инвариантный параметр оптимизации режимов разрядов

Анализ разрядов ПФМ, оптимизированных по выходу нейтронов, позволяет выделить инвариантный параметр D , связывающий ток через ТПО, радиус анода и начальное давление дейтерия (P_D) [21, 22]. Его значение остается практически неизменным (стандартное отклонение менее 10 %) в широком диапазоне энергетики разрядов для существенно различающихся модификаций ПФМ:

$$D = I_p / \left(r_A P_D^{1/2} \right) \approx 89 \pm 8 \text{ кА}/(\text{см} \cdot \text{Торр}^{1/2}). \quad (2)$$

Инвариантность параметра D является следствием некоего самоорганизующегося ограничения на функционирование ПФ. Здесь возможна аналогия с интегралом действия для электрического взрыва проводников, значение которого меняется в пределах $\pm 10\%$ при изменении плотности тока, сечения и длины проводника на порядки величины [23]. Этим свойством консервативности систе-

мы, вероятно, частично объясняются неудавшиеся попытки увеличения выхода нейтронов ПФ наращиванием энергетики КБ более МДж [16].

Параметр D характеризует средние скорости ТПО для ПФМ в фазах ускорения в межэлектродном зазоре и радиального схождения к оси по модели «снежного плуга» ($v \propto D$), удовлетворительно описывающей процесс пинчевания [15, 21, 22]. Постоянство параметра указывает на примерно одинаковые значения этих скоростей в оптимальных режимах генерации нейтронов, что также подтверждает эмпирическую тенденцию увеличения размеров анода газоразрядных камер по мере роста разрядного тока и позволяет сделать заключение о сходном уровне достигаемых температур и плотностей плазмы [1, 16]. К концу фазы радиального сжатия кинетическая энергия ионов является основным источником энергии пинчующейся плазмы, и ее температура должна следовать зависимости: $kT_e \propto v^2 \propto D^2$. Для газоразрядных камер других конструкций параметр D определяет скорость радиального схождения ТПО к оси из-за отличий в динамике разрядов [24–26].

По своему физическому смыслу параметр D служит мерой энергии магнитного поля на единицу массы, и можно предположить, что он выполняется для всех пинчующихся систем [25–27]. Например, условия разрядов СФК-17 ($r_A = 4$ см) на дейтерии в оптимальном режиме генерации нейтронов ($P_d = 20$ Торр и $I = 1600$ кА [3]) соответствуют значению D из (2): $D = 89$ (здесь и далее размерность опущена). Поэтому представлялось возможным распространить применение инвариант-

ного параметра также и на случаи, для которых он не был установлен первоначально, т. е. для камер СФК.

Аналогично нейтронному режиму разрядов, значение D может быть выведено и для режимов, оптимизированных для генерации мягкого РИ [24]. Такая возможность продемонстрирована в работах [24, 25], где показано, что для газов со средними атомными номерами динамика пинчевания однозначно определяется начальным давлением, током через ТПО и радиусом анода. Данная аргументация может быть перенесена и на разряды в легких газах. Например, для ПФМ разных модификаций в режиме генерации мягкого РИ на дейтерии получено среднее значение $D \approx 98$ [17].

Авторами настоящей работы выполнены оценки значений параметра D для всех трех типов конструкций газоразрядных камер ПФ в оптимальных режимах генерации мягкого РИ, представленные в табл. 1 (давления газонаполнения приведены к эквивалентному по массовой плотности давлению дейтерия). Использовались данные лишь из тех работ, в которых приводятся размеры анода, разрядный ток и начальное давление плазмообразующей среды. Несмотря на разброс, преимущественно обусловленный неопределенностью тока через ТПО (чаще приводится максимальный ток разряда), полученное среднее $D \approx 93 \pm 5$ следовало оценке из [17]. Значения параметра для ПФФ ($D \approx 92$) и СФК-17 ($D \approx 96$) также вписывались в 5 % диапазон его вариации.

Таблица 1

Параметры разрядов ПФ в оптимальных режимах генерации мягкого РИ

Газоразрядная камера	$I(I_p)$, кА	r_A , см	Плазмообразующая среда	P_d , Торр	D , кА/(см·Торр ^{1/2})
ПФМ [30]	250	1,75	H ₂ (90 %) + CH ₄ (10 %)	1,7	110
ПФМ [31]	300	2,5	D ₂	1,8	89
ПФМ [32]	175	1,0	Ne	3,8	90
			Ar	3,8	90
			Xe	2,4	113
ПФМ [33]	500	3,25	D ₂	3,0	89
ПФМ [17]	172	0,95	D ₂	3,4	98
ПФМ [34]	286	1,75	D ₂	2,5	103
			D ₂	4,5	105
ПФМ [35]	1500–1800	11,5	D ₂	3,0	75–90
ПФМ [25]	270	1,0	Ne	15,0	70
ПФМ [36]	340–370	2,55	Ne	2,0	94–102
ПФМ [37]	400	2,0	D ₂ (80 %) + Ar(20 %)	8,4	69
			Ar	4,5	94
ПФФ [38]	9000	50	D ₂	3–5	80–104
СФК-17 [3]	750–800	4,0	H ₂	4,0	94–100
			H ₂ (90 %) + Xe(10 %)	5,6	95

Таким образом, оценка параметра $D \approx 93 \pm 5$ может использоваться в качестве универсального критерия для оптимизации режимов разрядов ПФ с генерацией мягкого РИ, применительно к разным типам газоразрядных камер и плазмообразующих сред. Полученный результат также служил аргументом в пользу выполнимости для камер СФК модели процессов из [22, 28], связывающей длительность эмиссии РИ ($t_{0,5}$) с размером анода. Поскольку $Y_R \propto V \cdot t_{0,5}$, где объем плазмы $V \propto r_A^3$, а $t_{0,5} \propto r_A$, то в итоге имеем: $Y_R \propto r_A^4$. В силу инвариантности параметра D это эквивалентно зависимости $Y_R \propto I_p^4$, подтверждающей эмпирический скейлинг для камеры СФК-17 из [3].

Оценки значений параметра D позволяют целенаправленно выбирать начальные условия разрядов для управления температурой и эмиссией мягкого РИ плазменного пинча. Повышение температуры при $D > 88-98$ достигается только посредством специальных мероприятий, например, с использованием ступенчатой структуры анода ($D \approx 130$) [17], специфической подготовкой поверхности изолятора ($D \approx 132$) [29] или переходом на многократный (герцовый) режим разрядов ($D \approx 139$) [27].

Разряды СФК-17 в режиме генерации мягкого рентгеновского излучения

Авторами проведены исследования РИ в спектральном диапазоне 0,5–5,0 кэВ, генерируемого камерой СФК-17 при разрядах в водороде с малыми добавками неона (~ атомных %) в режиме смены газовой смеси после каждых пяти разрядных импульсов для минимизации влияния адсорбированных примесей [19]. Водород служил обеспечению массовой плотности ТПО для согласования с разрядным контуром емкостного ГИТ ($W = 40$ кДж), а неон вносил значимый вклад в эмиссию плазменного пинча, обусловленную характеристическим излучением многозарядных ионов NeIX и NeX с энергиями основных резонансных линий 0,922 кэВ и 1,022 кэВ, соответственно.

Регистрация РИ выполнялась по методу поглощающих фильтров с использованием полупроводниковых кремниевых детекторов СППД11-04 и селективных поглощающих фильтров из лавсана (6 мкм), Al (5,8 мкм), Cu (0,29 мкм) и Ni (0,26 мкм), нанесенных на пленку из полипараксилилена $C_{16}H_{28}$ (0,5 мкм). Значения электронной температуры плазмы восстанавливались с погрешностью

не хуже 40 % (доверительная вероятность $p = 0,95$) из решения системы интегральных уравнений, связывающих регистрируемые заряды с детекторов со спектром генерируемого РИ. В качестве априорной информации при восстановлении использовалась параметрическая модель спектра РИ в виде рекомбинационно-тормозного контурума с наложенным излучением резонансных линий, а также спектр, полученный по радиационно-столкновительной модели плазмы комплекса расчетных методик СС-9 [39]. Ток разрядов измерялся интегрирующим поясом Роговского с погрешностью 10 % ($p = 0,95$).

Основной задачей, решаемой в работе [19], являлось снижение температуры плазменного пинча для уменьшения кратности заряда ионов и преимущественной генерации ультрамягкого РИ. Исследования выполнялись при давлении газовой смеси, эквивалентном давлению дейтерия $P_D = 7,0$ Торр, и пониженной энергетике разрядов 7–12 кДж, т. е. в их явно неоптимальных режимах, следующих из значений параметра $D < 93$. Углубленный анализ данных из [19] показал, что полученные результаты оказались более информативными и позволили сделать вывод относительно режимов разрядов СФК-17, выходящий за рамки поставленной задачи.

Параметры разрядов и результаты измерений генерируемого РИ, лишь частично вошедшие в [19], представлены в табл. 2. Погрешности значений величин ($p = 0,95$) приводятся по их разбросу при одинаковых условиях разрядов за 5–10 разрядных импульсов.

Таблица 2

Параметры разрядов СФК-17, электронная температура плазмы и выход энергии излучения в резонансной линии NeIX

W , кДж	7,1	8,5	9,9	11,5
I , кА	550 ± 55	590 ± 59	620 ± 62	675 ± 68
D , кА/(см·Торр ^{1/2})	51	56	58	63
kT_e , эВ	92 ± 14	116 ± 9	138 ± 15	194 ± 32
Y_R , Дж	$0,02 \pm 0,04$	$0,22 \pm 0,04$	$0,48 \pm 0,05$	$0,85 \pm 0,08$

Отмеченное ранее условие $kT_e \propto D^2$ для постоянного начального давления газа аналогично скейлингу $kT_e \propto I^2$. Аппроксимация значений температуры линейной функцией с коэффициентом корреляции $R \approx 0,992$ (рис. 1), выполненная по

методу наименьших квадратов, свидетельствовала об отличном соответствии этому скейлингу. Зависимость интегрального выхода энергии РИ в линии NeIX (рис. 2) также подтверждала скейлинг от четвертой степени разрядного тока ($R \approx 0,993$).

Выполнение указанных скейлингов, следующих из инвариантности параметра D , позволяет заключить, что он может служить целям оптимизации режимов разрядов ПФ газоразрядных камер СФК-17 с генерацией мягкого РИ. Использование полученного значения $D \approx 93 \pm 5 \text{ кА}/(\text{см} \cdot \text{Торр}^{1/2})$ дает возможность выбора оптимальных начальных условий (давления газонаполнения и энергетике) таких разрядов для повышения параметров эмиссии и планирования результатов экспериментов с камерами СФК.

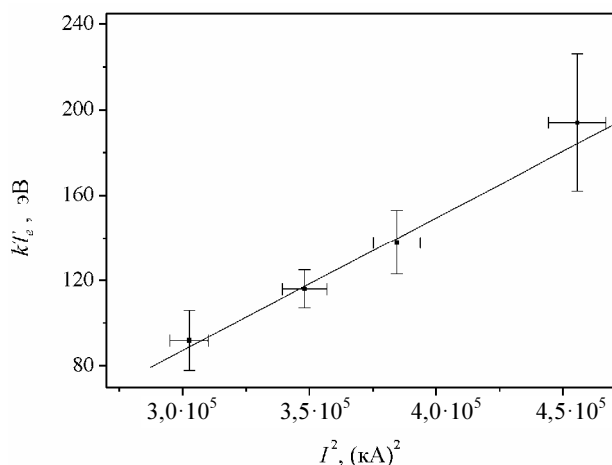


Рис. 1. Зависимость электронной температуры от максимума разрядного тока

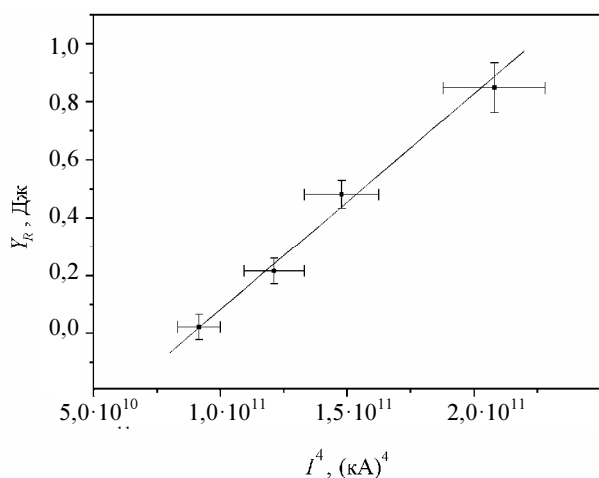


Рис. 2. Зависимость выхода энергии излучения NeIX от максимума разрядного тока

Список литературы

1. Филиппов Н. В. Обзор экспериментальных работ, выполненных в ИАЭ им. И. В. Курчатова, по исследованию плазменного фокуса // Физика плазмы. 1983. Т. 9. Вып. 1. С. 25–44.
2. Шафранов В. Д. Первый период истории термоядерных исследований в Курчатовском институте // Успехи физических наук. 2001. Т. 171. Вып. 8. С. 877–886.
3. Физика и техника импульсных источников ионизирующих излучений для исследования быстротекущих процессов. Сборник научных трудов / Под ред. Н. Г. Макеева. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1996.
4. Decker G., Kies W., Pross G. Experiments solving the polarity riddle of the plasma focus // Physics Letters. 1982. Vol. 89A, N 8. P. 393–396.
5. Вихрев В. В., Брагинский С. И. Динамика Z-пинча // Вопросы теории плазмы. 1980. Вып. 10. С. 243–318.
6. Soto L., Esaulov A., Moreno J. et al. Transient electrical discharges in small devices // Physics of Plasmas. 2001. Vol. 8, N 5. P. 2572–2578.
7. Трубников Б. А. Теория плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1996.
8. Witalis E. A. Z-pinch dynamics from the generalized Bennet relation // Physical Review A. 1974. Vol. 10, N 6. P. 2333–2377.
9. Pereira N. R. A simple derivation of the Pease-Braginskii current // Physics of Fluids, 1990. Vol. B2, N 3. P. 677–678.
10. Pereira N. R., Davis J. X-rays from Z-pinch on relativistic electron-beam generators // Journal of Applied Physics. 1988. Vol. 64, N 3. P. R1–R27.
11. Имшенник В. С., Боброва Н. А. Динамика столкновительной плазмы. – М.: Энергоатомиздат, 1997.
12. Maisonnier C., Gourlan C., Luzzi G. et al. Structure of the dense plasma focus, part II: neutron measurements and phenomenological description // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. 1971. Vol. I. P. 523–532.
13. Decker G., Flemming L., Kaeppler H. J. et al. Current and neutron yield scaling of fast high voltage plasma focus // Plasma Physics. 1980. Vol. 22. P. 245–260.
14. Schmidt H. The plasma focus – A review // Atomkernenergie/Kerntechnik. 1980. Vol. 36, N 3. P. 161–166.
15. Krompholz H., Ruhl F., Schneider W. et al. A scaling law for plasma focus devices // Physics Letters. 1981. Vol. 82A, N 2. P. 82–84.

16. Никулин В. Я., Полухин С. Н. К вопросу о нейтронном скейлинге плазменного фокуса. Электротехнический подход. Препринт № 12. – М.: ФИАН, 2006.
17. Serban A., Lee S. Soft x-ray emission from a small plasma focus operated in deuterium // *Plasma Sources Scientific Technology*. 1997. Vol. 6. P. 78–85.
18. Zakaullah M., Alamgir K., Shafiq M. et al. Scope of plasma focus with argon as a soft X-ray source // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2002. Vol. 30, N 6. P. 2089–2094.
19. Усенко П. Л., Субботин А. Н., Гаганов В. В. Газоразрядный источник квазимонохроматического ультрамягкого рентгеновского излучения // *Приборы и техника эксперимента*. 2002. Вып. 3. С. 93–100.
20. Filippov N. V., Filippova T. I., Khitoretkaia I. V. et al. Megajoule scale plasma focus as efficient X-ray source // *Physics Letters*. 1996. Vol. A211, N 3. P. 168–171.
21. Gerdin G., Venneri F., Boulais K. A scaling law for macroscopic stability of the Mather-type plasma focus // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 1989. Vol. 31, N 9. P. 1341–1363.
22. Lee S., Serban A. Dimensions and lifetime of the plasma focus pinch // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1996. Vol. 24, N 3. P. 1101–1105.
23. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: Наука, 2000.
24. Bergmann K., Lebert R. Yield optimization of the Lyman- α emission in pinch plasmas // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1995. Vol. 28, N 8. P. 1579–1587.
25. Bergmann K., Lebert R., Neff W. Scaling of the K-shell line emission in transient pinch plasmas // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1997. Vol. 30, N 6. P. 990–997.
26. Zhang T., Rawat R. S., Hassan S. M. et al. Drive parameter as a design consideration for Mather and Filippov types of plasma focus // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2006. Vol. 34, N 5. P. 2356–2362.
27. Lee S., Lee P., Zhang G. et al. High rep rate high performance plasma focus as a powerful radiation source // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 1998. Vol. 26, N 4. P. 1119–1125.
28. Lee S. Energy balance and the radius of electromagnetically pinched plasma columns // *Plasma Physics*. 1983. Vol. 25, N 5. P. 571–576.
29. Feugeas J. N. The influence of the insulator surface in the plasma focus behavior // *Journal of Applied Physics*. 1989. Vol. 66, N 8. P. 3467–3471.
30. Hirano K., Yamamoto T., Shimoda K., Nakajima H. Production of a highly ionized beam by a plasma focus // *Journal of the Physical Society of Japan*. 1989. Vol. 58, N 10. P. 3591–3599.
31. Borowiecki M., Czekaj S., Denus S. et al. The dynamics and plasma sheath structure in the plasma-focus device // *Journal of Technical Physics*. 1984. Vol. 25, N 3–4. P. 457–473.
32. Beg F. N., Ross I., Lorenz A. et al. Study of X-ray emission from a table top plasma focus and its application as an X-ray backlighter // *Journal of Applied Physics*. 2000. Vol. 88, N 6. P. 3225–3230.
33. Venneri F., Gerdin G. Time-resolved temperature measurement of a pinched plasma using the dispersive X-ray analysis of the continuum // *Review of Scientific Instruments*. 1990. Vol. 61, N 2. P. 3797–3806.
34. Kashani M. Energy dissipation in run-down phase of Mather-type plasma focus discharges // *Journal of Physical Society of Japan*. 2003. Vol. 72, N 3. P. 526–532.
35. Кубеш П., Краварик Й., Клир Д. и др. Рентгеновская и нейтронная эмиссия в экспериментах с Al проволокой на мегаамперном плазменном фокусе // *Физика плазмы*. 2005. Т. 31. Вып. 5. С. 422–431.
36. Burkhalter P. G., Mehlman G., Newman D. A. et al. Quantitative X-ray emission from a DPF device // *Review of Scientific Instruments*. 1992. Vol. 63, N 10. P. 5052–5055.
37. Gribkov V. A., Srivastava A., Keat P. L. C. et al. Operation of NX2 dense plasma focus device with argon filling as a possible radiation source for micro-machining // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2002. Vol. 30, N 3. P. 1331–1338.
38. Азизов Э. А., Полоцкий А. П., Настоящий А. Ф. и др. Мощный самосжимающийся разряд с пространственным обострением тока // *Материалы I Всесоюзного семинара по динамике сильноточного дугового разряда в магнитном поле*. Новосибирск, 10–13 апреля 1990 г. / Под ред. М. Ф. Жукова. – Новосибирск, 1990. С. 280–295.
39. Войнов Б. А., Гаспарян П. Д., Кочубей Ю. К. и др. Расчеты переноса излучения в отсутствие ЛТР – локального термодинамического равновесия // *ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов*. 1993. Вып. 2. С. 65–69.

Контактная информация –
Усенко Павел Леонидович,

старший научный сотрудник ИЯРФ, РФЯЦ-ВНИИЭФ
тел.: (831 30) 2-86-11

Статья поступила в редакцию 30.06.2011.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 3–9.

ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ РЕАЛИЗАЦИИ КОМПАРАТОРНОГО ВАРИАНТА КАЛИБРОВКИ ДЕТЕКТОРОВ МОЩНОСТИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО ГАММА-ИСТОЧНИКА РЕАКТОРА БР-К1

А. С. Кошелев, В. Х. Хоружий, М. А. Овчинников, Г. Н. Пикулина

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Представлены результаты измерений в рабочей области специализированного гамма-источника реактора БР-К1 с использованием детекторов мощности γ -дозы типа ВЭД-2, целевым ориентиром которых является разработка методики калибровки разнообразных детекторов мощности γ -излучения в компараторной редакции.

Ключевые слова: реактор БР-К1, специализированный гамма-источник, доза, мощность дозы, детектор мощности дозы, мера, компараторная калибровка.

POSSIBILITIES AND PROSPECTS OF REALIZING COMPARATIVE CALIBRATION OF GAMMA-RADIATION POWER DETECTORS IN THE FIELD OF SPECIALIZED GAMMA-SOURCE OF REACTOR BR-K1 / A. S. KOSHELEV, V. Kh. KHORUZHYY, M. A. OVCHINNIKOV, G. N. PIKULINA // There are presented the results of measurements performed in the work area of the BR-K1 specialized gamma-source with the use of γ -dose power detectors of VEhD type. The goal of these measurements is to develop the calibration technique of various detectors of γ -radiation power in a comparative interpretation.

Key words: BR-K1 reactor, specialized gamma-source, dose, dose rate, detector, dose power detector, measure, comparative calibration.

Введение

Специализированный гамма-источник (СГИ), созданный на базе реактора БР-К1, в обширной облучательной полости внутри активной зоны [1, 2] ориентирован, в первую очередь, на калибровку детекторов мощности γ -излучения в широком диапазоне изменения их чувствительности (от $\sim 10^{-5}$ Кл/Гр до $\sim 10^{-9}$ Кл/Гр), в условиях квазиизотропного поля композиционного компонентного состава (мгновенные γ -кванты деления и иных видов нейтронного взаимодействия, запаздывающие γ -кванты деления, мгновенные нейтроны деления), характеристически приближенного к полям радиационного нагружения ядерно-физических установок ВНИИЭФ.

Реализованная форма аттестации СГИ (поглощенная доза в воздухе вокруг координаты гео-

метрического центра рабочего пространства с формализмом перерасчета на все пространственные координаты СГИ) предопределяет в качестве основной интегральную форму калибровки (по полной поглощенной дозе за операционную процедуру) детекторов мощности γ -излучения.

Значительность долевого содержания запаздывающей γ -компоненты ($\sim 27\%$ вклада в полную поглощенную дозу от реакторных γ -квантов; $\sim 19\%$ существенно изменяющегося во времени вклада в интервале ~ 25 мин. работы реактора на стационарной мощности) обуславливает достаточно жесткую регламентацию формы реализации калибровочного энергопуска реактора (удержание стационарного уровня мощности в течение не менее 20 мин. с минимизированной длительностью выхода на мощность и ухода с нее) и порядка мониторинга итогового (используемого для оп-

ределения чувствительности калибруемого детектора) значения поглощенной дозы.

Ограничение оперативных возможностей реактора (достижение более высоких уровней мощности при установленном пределе по полному энерговыделению за пуск, позволяющее осуществлять калибровку детекторов с чувствительностью менее 10^{-9} Кл/Гр; операционно выигрышная замена достаточно длительного периода удержания стационарной мощности с ограничением по максимальному уровню $8 \cdot 10^{14}$ дел.Аз/с на более короткий и, соответственно, более мощный энергопуск в режиме генерирования импульсов на запаздывающих нейтронах) не существенно при выполнении калибровок штучного характера. При необходимости массового (до 10 детекторов и более одновременно) или часто осуществляемого (периодическая проверка, проверка перед ответственным использованием) калибровочного процесса использование интегрального варианта калибровки может оказаться практически нецелесообразным (избыточно трудоемким).

В практике метрологического обеспечения измерений при множественном характере калибровочных процедур получили распространение так называемые компараторные методы, основанные на сопоставлении (сличении) показаний калибруемого детектора и детектора, принимаемого в качестве меры, в условиях адекватности воздействующих факторов [3]. Опыт применения компараторных методов свидетельствует о незначительности, как правило, вносимой дополнительной погрешности в воспроизводимую мерой величину.

В условиях достаточности аппаратно-методического обеспечения удалось оперативно организовать и осуществить цикл измерений по схеме компараторного варианта калибровки на примере вакуумно-эмиссионных детекторов γ -квантов типа ВЭД-2 [4]. Значимые подробности экспериментальной процедуры, основные результаты измерений, инструментарий и результаты анализа полученных данных, определяющие возможности и перспективы внедрения компараторного варианта в практику калибровки детекторов мощности γ -излучения с использованием СГИ реактора БР-К1, и являются предметом рассмотрения настоящей статьи.

Специализированный гамма-источник реактора БР-К1

Специализированный источник γ -излучения сформирован в штатном контейнере горизонталь-

ной загрузки (КГЗ) для внутризонной облучательной полости реактора. Общий вид реактора со стороны КГЗ в исходном положении представлен на рис. 1.

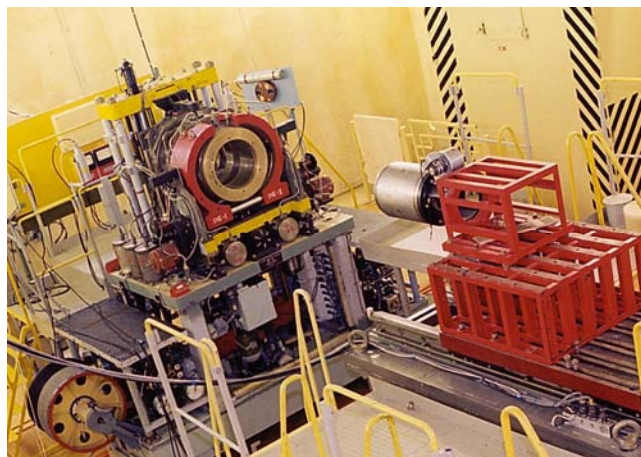


Рис. 1. Общий вид реактора БР-К1 с КГЗ в исходном состоянии

Формообразующий кожух КГЗ одновременно выполняет функцию фильтрации тепловых нейтронов, образование которых возможно в присутствии водородосодержащих материалов внутри КГЗ. Фильтрующий элемент – мелкодисперсионный порошок карбида бора естественного изотопного содержания толщиной по $^{10}\text{В}$ порядка $0,1 \text{ г/см}^2$. Пространство внутри КГЗ имеет форму цилиндра диаметром ~ 310 мм, длиной ~ 360 мм.

СГИ представляет собой геометрически конкретизированный фрагмент пространства в форме параллелепипеда с размерами $(100 \times 100 \times 50)$ мм, фиксация которого внутри КГЗ обеспечивается с использованием специальной технологической оснастки, несущая конструкция которой представлена на рис. 2. Пространственный объем СГИ меньше пространственного объема КГЗ в ~ 430 раз.

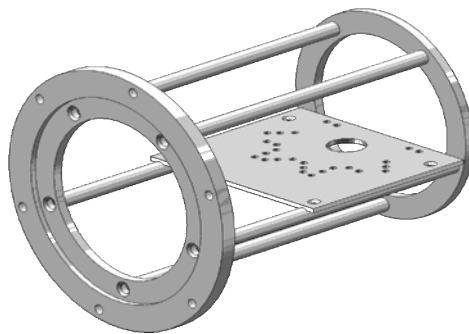


Рис. 2. Несущая конструкция технологической оснастки СГИ

Регламентно ограниченному уровню полного энергоснабжения $1 \cdot 10^{18}$ делений в активной зоне реактора (далее «дел.АЗ») соответствует полная поглощенная доза в регламентно установленной процедуре интегральной калибровки ~ 620 Гр (воздух). Изменение дозового параметра по центральной осевой КГЗ практически линейно с коэффициентом деградации $\sim 2,5$ %/см. В отсутствие выраженной осевой асимметрии изменение дозового параметра перпендикулярно центральной осевой не превышает 0,5 %/см.

Аппаратурно-методические составляющие калибровочной процедуры

В специализированном подразделении ВНИИЭФ, ориентированном на разработку и изготовление контрольно-измерительной аппаратуры для ядерно-физических установок института, с использованием функциональных модулей ИМТК (измерительный модуль токовой камеры из состава канала контроля мощности реакторных установок) был скомпонован в общем приборном корпусе типа Ratiopac PRO и программно оформлен четырехканальный измеритель малых токов (ИТМ4) для одновременной синхронной регистрации нейтронных и γ -детекторов с токовой формой отклика (промышленные ионизационные газонаполненные и вакуумированные камеры, ориентированные на регистрацию нейтронной и фотонной составляющих реакторного излучения).

Рабочий диапазон измеряемых ИМТК токов – от 10^{-12} до 10^{-3} А произвольной полярности. Для управления ИМТК и архивирования регистрационных файлов использован персональный компьютер уровня Pentium IV со специальным управляющим программным обеспечением. Для визуального контроля процесса регистрации использован ЖК-монитор 17" XGA (1024×768).

Программное обеспечение, разработанное для управления ИТМ4, выполняет следующие функции:

- задание конфигурации аппаратурного комплекта с возможностью изменения числа используемых модулей ИМТК;

- установку параметров связи между персональным компьютером и комплектующими измерительными модулями; задание адресов модулей, тестирование обмена;

- задание дискретизации измерений по текущему времени с фиксированным шагом 100 мс в регулируемом регистрационном интервале от 100 мс до 1 с;

- прием данных на персональный компьютер от модулей ИМТК и сохранение зарегистрированной информации в файлах на жестком диске компьютера;

- отображение на экране монитора измеренных значений тока (в цифровой и графической формах) и текущего заряда (только в числовой форме), определяемого как сумма предшествующих токовых значений.

Программа разработана в среде визуального объектно-ориентированного программирования DELPHI-2006; функционирует под управлением ОС Microsoft Windows 2000/XP и выше.

Неотъемлемой составляющей методического инструментария является периодически совершенствуемая программа расчета изменения мощности дозы в СГИ при осуществлении энергопусков реактора преимущественно стационарного характера. В расширенном варианте основные положения расчетного подхода представлены в [5].

В настоящее время в качестве основной расчетной модели прецизионного отображения функционала мощности поглощенной дозы в СГИ выбрана модель с использованием временных зависимостей выхода запаздывающих γ -квантов в форме, предложенной Петровым [6]. Для реализации избранной расчетной процедуры разработана соответствующая FORTRAN-версия компьютерной программы DOZA с жесткой фиксацией требуемых входных параметров.

Входными параметрами для программы DOZA являются фиксированное значение дозы от поглощенных в воздухе мгновенных (*prompt*) γ -квантов в расчете на одно деление в АЗ реактора $D_p = 4,968 \cdot 10^{-16}$ Гр/дел.АЗ; фиксированное значение дозы от поглощенных в воздухе запаздывающих (*delay*) γ -квантов в расчете на одно деление в АЗ $D_d = 1,853 \cdot 10^{-16}$ Гр/дел.АЗ; зависимость скорости делений в рассматриваемом пуске реактора $P_{exp}(t)$, которая может быть дана в произвольной нормировке.

Программа вычисляет следующие физические величины, нормированные на одно деление в АЗ:

- мощность дозы мгновенных γ -квантов

$$I_p(t) = D_p p(t),$$

$$p(t) = P_{exp}(t) / \int P_{exp}(\tau) d\tau,$$

где $p(t)$ – нормированная на единицу скорость делений в АЗ;

– мощность дозы запаздывающих γ -квантов

$$I_d(t) = D_d \int_0^t g(\tau) p(t-\tau) d\tau,$$

$$g(t) = G(t) / \int G(\tau) d\tau,$$

где $g(t)$ – нормированный на единицу временной выход энергии запаздывающих γ -квантов;

– суммарную мощность дозы

$$I(t) = I_p(t) + I_d(t);$$

– дозу мгновенных γ -квантов, реализуемую к текущему моменту времени t

$$D_p(t) = \int_0^t I_p(\tau) d\tau;$$

– дозу запаздывающих γ -квантов, реализуемую к текущему моменту времени t

$$D_d(t) = \int_0^t I_d(\tau) d\tau.$$

Для текущего расчета $G(t)$ используется следующая система аналитических представлений:

$$G(t) = 1,271 \cdot 10^{-5} t^{-1,558}, \quad 5 \cdot 10^{-8} < t < 10^{-3} \text{ с};$$

$$G(t) = 0,6 \exp(-0,4839t), \quad 10^{-3} < t < 1 \text{ с};$$

$$G(t) = 0,18(1,78 \exp(-3,14t) + 1,83 \exp(-0,545t) + \exp(-0,091t)), \quad 1 < t < 10 \text{ с};$$

$$G(t) = 0,0626(2,18 \exp(-0,159t) + \exp(-0,0239t)), \quad 10 < t < 60 \text{ с};$$

$$G(t) = 1,145 t^{-1,05}, \quad 60 < t < 7200 \text{ с};$$

$$G(t) = 42,6 t^{-1,45}, \quad 7200 < t < 39600 \text{ с}.$$

Расчет учитывает быструю часть выхода запаздывающих γ -квантов при $t < 1$ мс по аналогии с мгновенными γ -квантами с использованием нор-

мировки $\int_{5 \cdot 10^{-8}}^{10^{-3}} G(\tau) d\tau = 0,269$. При $t > 1$ мс интег-

рирование в выражении для $I_d(t)$ осуществляется численно. Для численного вычисления всех интегралов используются квадратурные формулы Гаусса [7] с шагом по времени $\sim 0,1$ с. Вычисление $P_{\text{exp}}(t)$ в промежуточных точках по времени проводится с помощью линейной интерполяции.

Файл входных данных $P_{\text{exp}}(t)$ формируется с использованием регистрационного файла канала контроля мощности реактора, оформленного с ис-

пользованием одного из четырех ИМТК ИМТ4 и детекторного блока с ионизационной газонаполненной нейтронно-чувствительной камерой КНК-4.

Постановка и результаты эксперимента. Анализ. Обсуждение

Для получения необходимого объема экспериментальных данных было осуществлено два энергопуска стационарного типа и два энергопуска квазиимпульсного типа.

В первом энергопуске стационарного типа измерения проводились только с детектором ВЭД-2-03 № 072, чувствительность которого ($4,28 \cdot 10^{-9}$ Кл/Гр) была определена ранее в калибровке интегрального типа. Период выхода на стационарный уровень ~ 35 с, стационарная мощность $\sim 3,7 \cdot 10^{14}$ дел.АЗ/с с выдержкой в течение ~ 900 с, полное энерговыделение за пуск $\sim 3,5 \cdot 10^{17}$ дел.АЗ. Позиционное размещение детектора ВЭД-2-03 № 072, соответствующее таковому в калибровке интегрального типа, иллюстрирует рис. 3,а. Фиксация детектора осуществлялась после совмещения центра его электродной секции с геометрическим центром СГИ.

Во втором энергопуске стационарного типа измерения проводились с двумя детекторами ВЭД-2-03 (№ 072 и № 093). Ранее установленное в калибровке интегрального типа значение чувствительности детектора ВЭД № 093 $4,25 \cdot 10^{-9}$ Кл/Гр. Период выхода на стационарный уровень ~ 25 с, стационарная мощность $\sim 2,8 \cdot 10^{14}$ дел.АЗ/с с выдержкой в течение ~ 1200 с, полное энерговыделение за пуск $\sim 3,5 \cdot 10^{17}$ дел.АЗ. Позиционное размещение детекторов ВЭД-2-03 № 072 и № 093 иллюстрирует рис. 3,б. Фиксация детекторов осуществлялась после совмещения центров их электродных секций с радиальной осевой, проходящей через геометрический центр СГИ.

В первом энергопуске квазиимпульсного типа (импульс на запаздывающих нейтронах с автоматическим сбросом органов регулирования реактивности (ОРР) по заданному заранее пороговому уровню мощности) повторялись измерения с детекторами ВЭД № 072, 093 без изменения их позиции в предшествующем энергопуске стационарного типа. Период разгона реактора на асимптотическом участке ~ 45 с, мощность на момент сброса ОРР $\sim 3,0 \cdot 10^{15}$ дел.АЗ/с, полное энерговыделение за пуск $\sim 1,6 \cdot 10^{17}$ дел.АЗ.

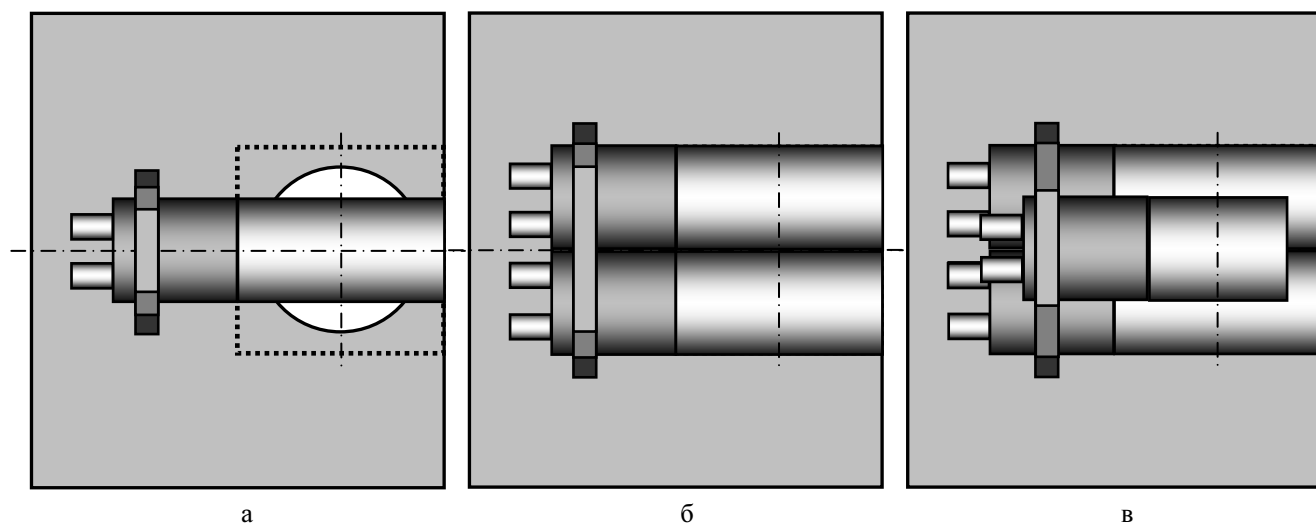


Рис. 3. Расположение детекторов ВЭД-2 на установочной площадке несущей конструкции СГИ: а – стандартное одиночное, б – компараторное парное, в – компараторное тройное

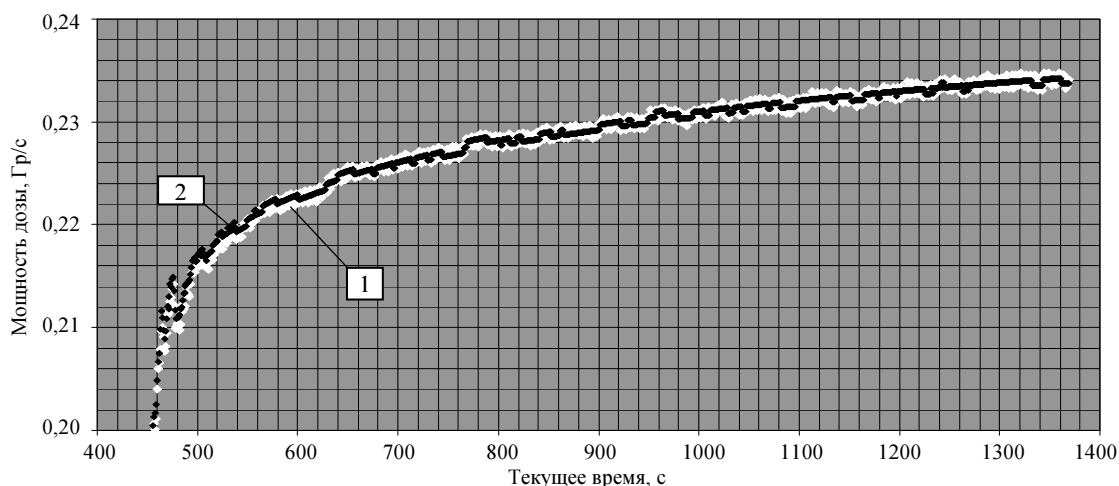


Рис. 4. Сравнение экспериментальной (1) и расчетной (2) мощности дозы в энергопуске стационарного типа со стандартным одиночным размещением ВЭД-2-03

Во втором энергопуске квазиимпульсного типа измерения проводились с двумя детекторами ВЭД-2-03 (№ 072, № 093) и одним (третьим) детектором ВЭД-2-02 № 073, который устанавливался сверху на не перемещаемые позиционно детекторы ВЭД № 072 и № 093. Ранее установленное в калибровке интегрального типа значение чувствительности детектора ВЭД-2-02 № 073 $2,37 \cdot 10^{-9}$ Кл/Гр. Асимптотический период разгона реактора ~ 49 с, мощность на момент сброса ОРР $\sim 3,0 \cdot 10^{15}$ дел.Аз/с, полное энерговыделение за пуск $\sim 1,8 \cdot 10^{17}$ дел.Аз. Позиционное размещение пакета из трех детекторов иллюстрирует рис. 3,в. Фиксация детекторов осуществлялась после совмещения центров их электродных секций с радиальной осевой, проходящей через геометрический центр СГИ.

Результаты измерения одиночным детектором ВЭД-2-03 № 072 в формате мощности дозы в сопоставлении с соответствующими расчетными данными представлены на рис. 4. В пределах визуализированного на рис. 4 интервала времени, соответствующего работе реактора на стационарном уровне мощности, очевидно практическое совпадение графиков экспериментальных и расчетных данных.

Результаты измерения детектором ВЭД-2-03 № 072 в паре с детектором ВЭД-2-03 № 093 в энергопуске стационарного типа в формате мощности дозы в сопоставлении с соответствующими расчетными данными представлены на рис. 5. Превышение расчетных данных над экспериментальными (в 1,0234 раза с разбросом $\pm 0,018$ %

в интервале доверительной вероятности $P = 0,95$ по результатам выборки данных на интервале 1000 с от сброса ОРР) можно рассматривать как количественную оценку качественно ожидаемого деградационного эффекта от внесения в поле СГИ дополнительного детектора ВЭД-2-03.

На рис. 6 с использованием упомянутых выше результатов измерений в графической форме представлена функциональная связь тока компараторно калибруемого детектора ВЭД-2-03 с током детектора ВЭД-2-03, принимаемого в качестве меры. Экспериментальные данные представлены в виде ромбов белого цвета. Сплошной линией черного цвета отображена аппроксиманта вида

$$I_{093} = 0,9975I_{072} + 2,8563 \cdot 10^{-13}. \quad (1)$$

Из соотношения (1) для чувствительности детектора ВЭД-2-03 № 093 при упомянутом ранее значении чувствительности ВЭД-2-03 № 072

$4,28 \cdot 10^{-9}$ Кл/Гр (принимаемая мера чувствительности) имеем $4,27 \cdot 10^{-9}$ Кл/Гр. Сравнение с данными интегральной калибровки для компараторно калибруемого детектора показывает различие в 1,0047 раза, что безусловно можно рассматривать как расхождение в пределах относительной погрешности определения значения меры.

На рис. 7 в графической форме представлена аналогичная функциональная связь тока детектора ВЭД-2-03 № 093 с током детектора ВЭД-2-03 № 072, соответствующая результатам измерений, полученным в энергопуске квазиимпульсного типа. Экспериментальные данные представлены в виде ромбов белого цвета. Сплошной линией черного цвета отображена аппроксиманта вида

$$I_{093} = 0,9885I_{072} + 2,4147 \cdot 10^{-13}. \quad (2)$$

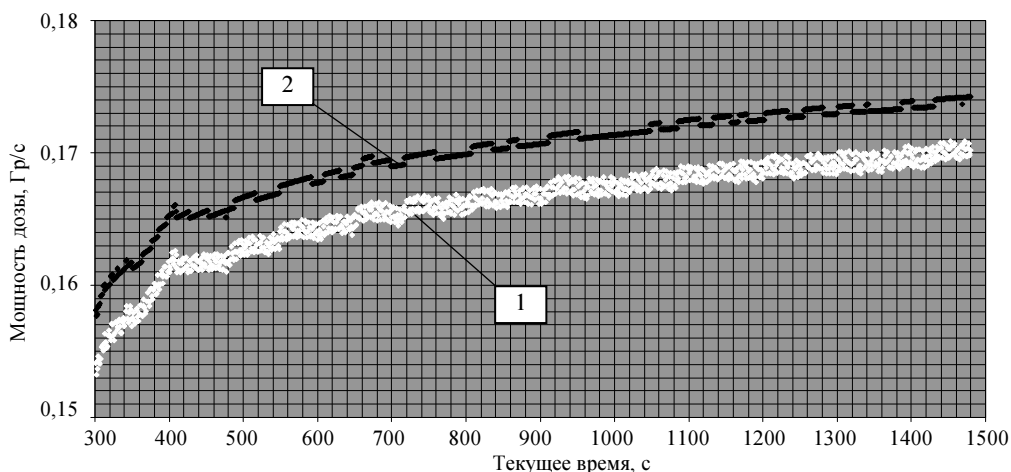


Рис. 5. Сравнение экспериментальной (1) и расчетной (2) мощности дозы в энергопуске стационарного типа с компараторным парным размещением ВЭД-2-03

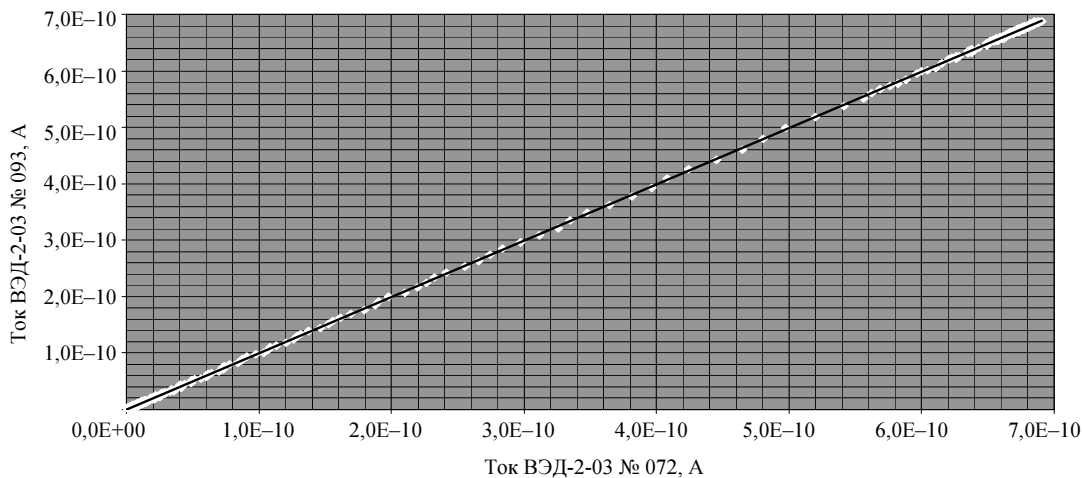


Рис. 6. Функциональная связь тока ВЭД-2-03 № 093 с током ВЭД-2-03 № 072 в энергопуске стационарного типа

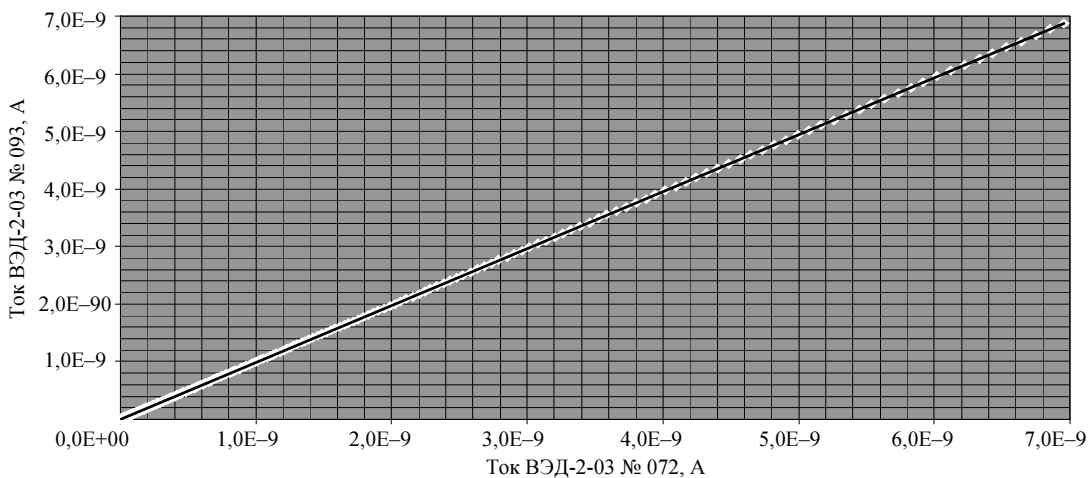


Рис. 7. Функциональная связь тока ВЭД-2-03 № 093 с током ВЭД-2-03 № 072 в энергопуске квазиимпульсного типа

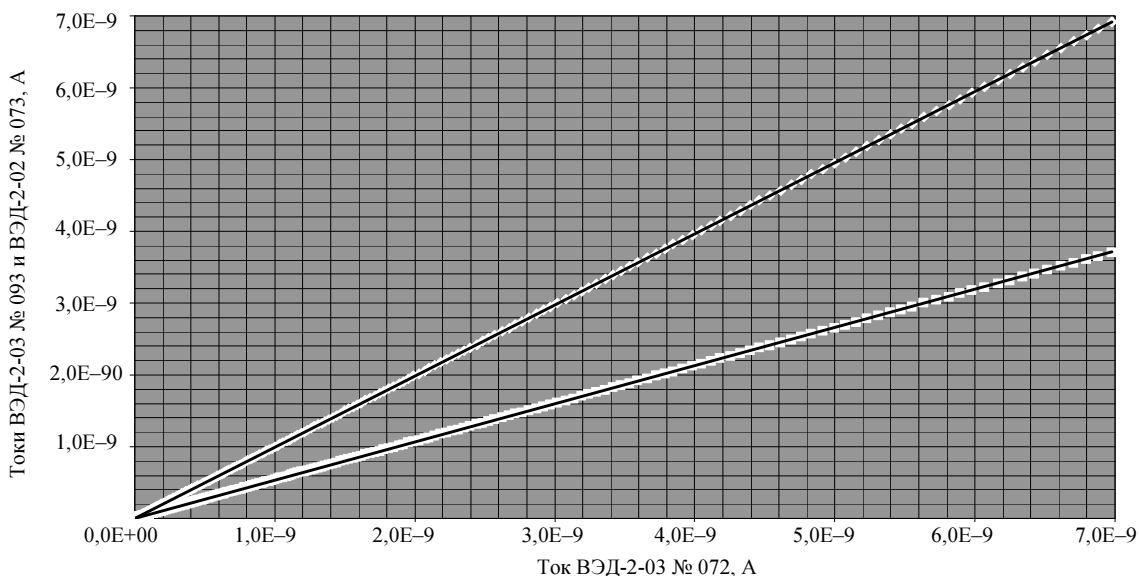


Рис. 8. Функциональная связь токов ВЭД-2-03 № 093 (\diamond), ВЭД-2-02 № 073 (\square) с током ВЭД-2-03 № 072 в энергопуске квазиимпульсного типа

Из соотношения (2) для чувствительности детектора ВЭД-2-03 № 093 при значении чувствительности ВЭД-2-03 № 072 $4,28 \cdot 10^{-9}$ Кл/Гр имеем $4,23 \cdot 10^{-9}$ Кл/Гр. Сравнение с данными интегральной калибровки для компараторно калибруемого детектора показывает различие в 0,9953 раза. Различие данных по чувствительности ВЭД-2-03 № 093, полученных в энергопусках стационарного и квазиимпульсного типа, составляет 1,0095, или менее 1 %.

На рис. 8 в графической форме представлены функциональные связи токов детекторов ВЭД-2-03 и ВЭД-2-02 (компараторно калибруемые) с током детектора ВЭД-2-03 (мера), соответствующие ре-

зультатам измерений в энергопуске квазиимпульсного типа. Аппроксиманта экспериментальных данных для ВЭД-2-03 № 093 (сплошная черная линия поверх массива белых ромбов) имеет вид

$$I_{093} = 0,9910I_{072} + 4,2876 \cdot 10^{-12}. \quad (3)$$

Аппроксиманта экспериментальных данных для ВЭД-2-02 № 073 (сплошная черная линия поверх массива белых квадратов) имеет вид

$$I_{073} = 0,5309I_{072} + 4,0819 \cdot 10^{-12}. \quad (4)$$

Сравнением с чувствительностью ВЭД-2-03 № 072 для чувствительности ВЭД-2-03 № 093 со-

гласно (3) имеем $4,24 \cdot 10^{-9}$ Кл/Гр. Сравнением с чувствительностью ВЭД-2-03 для чувствительности ВЭД-2-02 № 073 согласно (4) имеем $2,27 \cdot 10^{-9}$ Кл/Гр.

Различие результатов интегральной и компараторной калибровки для детектора ВЭД-2-02 № 073 составляет 1,044, или $\sim 4,2\%$. Значимость наблюдаемого расхождения однозначно оценить затруднительно ввиду целого ряда обстоятельств: единичности проведенного компараторного измерения; различия габаритных размеров модификаций 02 и 03 детекторов ВЭД-2; асимметричности позиционного положения ВЭД-2 № 073 относительно детекторов ВЭД-2 № 072 и № 093; фактически оценочного характера интегральной калибровки детектора ВЭД-2-02 № 073. Допустимо, однако, констатировать, что при абсолютной погрешности меры $\pm 15\%$ относительная погрешность компараторно установленной чувствительности $\sim 4\%$ в единичном измерении может рассматриваться как практически вполне приемлемая для детектора, используемого в измерениях с допустимой погрешностью $\pm 20\%$ в достаточно широком круге прикладных задач, которые решаются с применением реакторных полей нагружения.

Выборка из трех значений компараторно установленной чувствительности для детектора ВЭД-2-03, совпадающего по модификации с детектором, используемым в качестве меры, определяет среднее равным $4,25 \cdot 10^{-9}$ Кл/Гр с погрешностью $\pm 0,57\%$ в доверительном интервале $P = 0,95$. Полученный результат однозначно свидетельствует о фактическом совпадении результатов компараторной и интегральной калибровок чувствительности для детектора ВЭД-2-03 № 093 вне зависимости как от реализационного типа энергопуска (стационарный или квазиимпульсный), так и от количественной совокупности одновременно устанавливаемых детекторов от одного до трех.

Заключение

Несмотря на относительно небольшой объем экспериментальных исследований, осуществленных в интересах изучения возможностей и перспектив практического освоения компараторного варианта калибровки детекторов мощности γ -дозы с использованием специализированного гамма-источника реактора БР-К1, полученные результаты вполне позволяют сформулировать ряд практически значимых выводов.

Однозначно можно утверждать, что использованный аппаратный комплекс из четырех широ-

кодиапазонных измерительных каналов малых токов, методически дополненный организацией канала контроля мощности реактора на одном из токовых каналов и расчетным формализмом мощности дозы в рабочем пространстве СГИ стандартной конфигурации (конфигурации проведения интегральной калибровки), представляет собой вполне надежный инструмент для разработки на его базе методики компараторной калибровки детекторов мощности γ -дозы, ориентированных на использование в полях реакторных излучений.

Бесспорным представляется реализация в качестве основного варианта с размещением в рабочем пространстве СГИ двух однотипных детекторов, один из которых принимается в качестве меры. Вариант с размещением двух разнотипных детекторов, а также трех детекторов любого типа, допустимо рассматривать как перспективный, но требующий дополнительных исследований и конкретизации уровня допустимой относительной погрешности в контексте с ориентационной областью дальнейшего применения.

Установленная адекватность использования в компараторном варианте калибровки энергопусков стационарного и квазиимпульсного типа позволяет как минимум на порядок расширить доступный калибровке диапазон чувствительности детекторов (до 10^{-10} Кл/Гр) за счет увеличения уровня максимальной мощности и уменьшения периода разгона в энергопуске квазиимпульсного типа при максимальном использовании регламентационной величины полного энерговыделения $1 \cdot 10^{18}$ дел.Аз.

Список литературы

1. Генералова В. В., Жанжора А. П., Кошелев А. С., Нарожный А. Т. Специализированный источник гамма-излучения, пространственно совмещенный с моделирующим опорным полем нейтронов МОП-К2 // Измерительная техника, 2010, № 1, с. 24–27.
2. Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Пространственные, спектральные и временные характеристики специализированного гамма-источника реактора БР-К1 // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 61–68.
3. Васильев Р. Д. Основы метрологии нейтронного излучения. – Москва: Атомиздат, 1972.

4. Чуклеяв С. В., Грудский М. Я., Артемьев В. А. Вторично-эмиссионные детекторы ионизирующих излучений. – Москва: Энергоатомиздат, 1995.

5. Кошелев А. С., Хоружий В. Х. Прецизионные особенности реализации поглощенной дозы от запаздывающих гамма-квантов в поле специализированного гамма-источника реактора БР-К1 // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2009, вып. 1, с. 28–35.

6. Петров Ю. И. Гамма-излучение осколков U^{235} и Pu^{239} // Атомная энергия, 1959, т. 7, вып. 2, с. 168–171.

7. Крылов В. И. Приближенное вычисление интегралов. – Москва: Наука, 1967.

Контактная информация –
Кошелев Александр Сергеевич

тел.: (83130)3-06-87,
e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 19.07.2011.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 10–18.

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК КС-1, КС-2, ..., КС-6

В. Ф. Колесов, В. Х. Хоружий

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

В 2010 г. были опубликованы полученные в экспериментах конца 1950-х гг. нейтронно-физические данные для простых критических сборок КС-1, КС-2, ..., КС-6 с активными зонами из металлического высокообогащенного урана или плутония. Научная значимость информации указанных публикаций, ввиду отдаленности времени ее получения, может быть серьезно поколеблена возможными сомнениями относительно ее точности. В этой связи представлялось целесообразным испытание приведенных в указанных публикациях данных расчетами с помощью наиболее современных, проверенных практикой математических программ и библиотек нейтронных данных.

Проведению этого рода анализа и посвящена настоящая статья.

Ключевые слова: критическая сборка, высокообогащенный уран, плутоний, нейтронные характеристики сборок, интегральные ядерные данные, возмущения реактивности, эксперименты на критических сборках, расчеты критических сборок.

CALCULATION ANALYSIS OF NEUTRON CHARACTERISTICS OF CRITICAL ASSEMBLIES KS-1, KS-2, ..., KS-6 / V. F. KOLESOV, V. Kh. KHORUZHYY // In the year of 2010 there were published neutron and physical data for simple critical assemblies KS-1, KS-2, ..., KS-6 with cores made of metallic high-enriched uranium and plutonium, obtained in the experiments in late 1950. Scientific importance of given published information (due to the time delay of its obtaining) can be seriously doubted in regard to its accuracy. In this connection it seems quite expedient to test data presented in mentioned publications by calculations using up-to-the-minute mathematical programs verified in practice as well as neutron data libraries.

This article is devoted to performance of this kind of analysis.

Key words: critical assembly, high-enriched uranium, plutonium, neutron characteristics of assemblies, integral nuclear data, reactivity perturbations, experiments on critical assemblies, critical assemblies calculations.

Введение

В 2010 г. опубликованы три статьи [1–3] по экспериментальному исследованию нейтронных характеристик шести простых критических сборок из металлического высокообогащенного урана и плутония без отражателей и с отражателями из урана естественного состава. Эти статьи были оформлены по работам, выполненным во ВНИИЭФ еще во 2-й половине 50-х годов прошлого столетия, в открытой печати ранее не опубликованным. Обширная информация по нейтронным характеристикам этих критических сборок, будь она опубликована в любом из прошедших десятилетий, вне сомнения, была бы воспринята специалистами с большим интересом. Можно надеяться, что эта информация и к настоящему вре-

мени не утратила своей актуальности, что материалы указанных статей расширяют арсенал критических сборок и их интегральных параметров, служащих в качестве опоры при обработке используемых в производственных расчетах вычислительных средств. Не исключено, что материалы этих статей помогут выяснению причин недостаточно точной воспроизводимости в расчетах по наиболее современным программам нейтронных характеристик некоторых из критических сборок.

Существенно при этом учитывать, что рассмотренные в статьях критические сборки имеют удобную для проведения расчетов простую структуру и почти идеальную сферически-симметричную геометрию, но делящийся материал некоторых из сборок доступен далеко не всем институтам. К тому же в настоящее время некоторые из

указанных сборок, по тем или иным причинам, даже во ВНИИЭФ не могут быть восстановлены.

Высокая, казалось бы, значимость информации статей [1–3] может быть, однако, серьезно поколеблена возможными сомнениями относительно ее точности. Полувековая отдаленность времени проведения экспериментов, не столь совершенные, как ныне, аппаратура и методы измерений, да и отсутствие на тот период такой, как сейчас, устремленности к получению рафинированных по точности результатов – все это, конечно, создает почву для указанного рода сомнений. В этой связи представлялось весьма целесообразным испытание нейтронно-физической информации статей [1–3] расчетами с помощью наиболее современных, проверенных практикой математических программ и библиотек нейтронных данных.

Настоящая статья посвящена этого рода анализу. С помощью программы С-007 метода Монте-Карло [4] и трех независимых международных библиотек оцененных ядерных данных рассчитаны для всех шестиборок значения $k_{эф}$, полные числа реакций на присутствующих в АЗ и отражателе изотопах урана и плутония, утечка нейтронов при нормировке на один акт деления, а также гистограммы и средняя энергия спектра нейтронов в центре и на границе. С помощью программного комплекса САТУРН [5] и программы АРКТУР [6] рассчитаны возмущения реактивности, производимые в сборках КС-1, КС-2, КС-5 малыми образцами, размещаемыми в центрахборок и в нескольких точках по радиусу сборки КС-1.

Расчеты, как уже сказано, имели целью оценку точности данных статей [1–3] и проверку их соответствия современным требованиям к интегральным нейтронно-физическим данным, получаемым на критических сборках.

1. Баланс и пространственно-энергетические распределения нейтронов в сборках КС-1, КС-2, ..., КС-6

1.1. Краткая информация об экспериментах на критических сборках КС-1, КС-2, ..., КС-6

Приведенные в статьях [1, 2] данные по нейтронно-физическим характеристикам шести критическихборок из урана и плутония без отражателей и с отражателями из урана естественного состава включают сведения о критических размерах и массах, пространственно-энергетических распределениях нейтронов, сечениях ядерных ре-

акций, полных числах реакций и балансе нейтронов в сборках. Эти данные были получены, главным образом, на базе измерения радиальных распределений интенсивности различных энергочувствительных реакций – реакций, для которых с хорошей точностью известен ход сечения в зависимости от энергии нейтронов. В качестве таковых использовались реакции деления ^{235}U , ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{237}Np , ^{232}Th , а также реакции (n,p) , $(n,2n)$ и (n,α) : $^{32}\text{S}(n,p)$, $^{238}\text{U}(n,2n)$, $^{232}\text{Th}(n,2n)$, $^{238}\text{U}(n,\gamma)$, $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$, $^6\text{Li}(n,\alpha)$, $^{10}\text{B}(n,\alpha)$.

Некоторые из перечисленных реакций осуществляются в самих критическихбороках. Измеренные для них распределения использовались для определения полных чисел реакций и баланса нейтронов в сборках. Эти и другие распределения интенсивностей реакций были использованы также для измерения эффективных сечений реакций.

Исследуемые системы монтировались на стенде критическихборок ФКБН-1 (рис. 1), размещаемом в экспериментальном зале с толстыми бетонными стенами и потолком в качестве биологической защиты. Сборки составлялись из полусферических слоев толщиной 0,7–2 см. Для проведения измерений внутри активных зон и отражателей имелись измерительные каналы диаметром 2,2 см. Эти каналы можно было закладывать специальными цилиндриками из материалов активных зон и отражателей. Геометрические параметры и состав исследуемыхборок представлены в табл. 1.

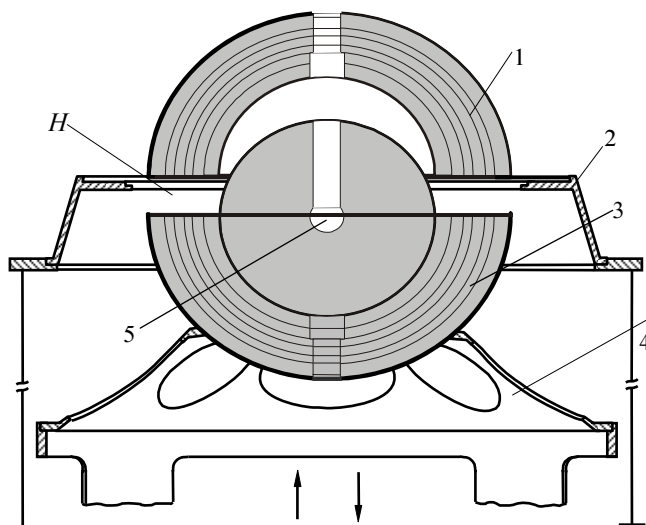


Рис. 1. Схематический разрез критической сборки, размещенной на опорах стенда ФКБН-1 [7]: 1 – верхний блок сборки; 2 – опора для верхнего блока; 3 – нижний блок сборки; 4 – опора нижнего блока; 5 – воздушный канал для детекторов; H – расстояние между блоками

Геометрические параметры и состав критических сборок [1, 2]

Критическая сборка	Активная зона					Отражатель	
	Радиус полости, см	Внешний радиус, см	Плотность, г/см ³	Масса, кг	Состав. Массовая доля, %	Внешний радиус, см	Плотность, г/см ³
КС-1	1,0	9,154	18,40	59,05	²³⁵ U–89,6 ²³⁸ U–10,4	–	–
КС-2	1,4	6,75	15,02	19,34	²³⁹ Pu–95,3 ²⁴⁰ Pu–1,7 Ni–1,2 Ga–1,8	–	–
КС-3	1,0	11,0	18,76	104,5	²³⁵ U–36 ²³⁸ U–64	25,0	18,3
КС-4	1,4	6,75	17,2	21,96	²³⁵ U–89,6 ²³⁸ U–10,4	25,0	18,2
КС-5	0,0	4,67	15,2	6,49	²³⁹ Pu–95,3 ²⁴⁰ Pu–1,7 Ni–1,2 Ga–1,8	32,4	18,3
КС-6	0,0	4,29	18,4	6,05	²³³ U–96 ²³⁸ U–4	32,4	18,3

Как уже говорилось, форма всех сборок сферически-симметричная. Сборки 1, 2 не имеют отражателя, сборки 3–6 имеют отражатель из урана естественного изотопного состава. Приведенные в табл. 1 плотности материалов являются средними по объемам активных зон или отражателей.

Интенсивности всех реакций деления, а также реакций ⁶Li(*n*, α) и ¹⁰B(*n*, α) измерялись малогабаритными ионизационными камерами, имеющими форму диска диаметром от 1,4 до 1,8 см и толщиной от 2 до 3 мм. Каждая камера содержала слои индикаторных веществ общей массой от 0,1 до 2 мг. Ошибка в определении количества вещества в слоях составляла для различных камер от 2 до 7 %.

Распределения плотностей реакций ²³⁸U(*n*, γ), ¹⁹⁷Au(*n*, γ), ³²S(*n*,*p*), ²³⁸U(*n*,2*n*), ²³²Th(*n*,2*n*) определялись с помощью метода активации. После облучения измерялись β -активности ²³⁹Np, ¹⁹⁸Au, ²³⁷U и ²³¹Th. Во всех случаях, за исключением золота, прибегали к методу радиохимической очистки от продуктов сопутствующих реакций и от дочерних продуктов естественного распада исходного вещества. Абсолютный β -счет осуществлялся с помощью 4 π -счетчиков.

При проведении измерений камеры или образцы индикаторных веществ устанавливались

в различных точках по радиусу вертикального измерительного канала, закладываемого вкладышами из материала активной зоны. Измеряемые плотности реакций нормировались на один атом изотопа и на один нейтрон утечки из сборки. Поток нейтронов из сборок измерялся с помощью «длинных счетчиков» с точностью 3,5–4 %.

В качестве примера на рис. 2 представлены результаты измерения плотностей реакций в КС-3.

Прямые измерения сечений проводились на нейтронах утечки для большинства реакций деления. Для этой цели использовались хорошо откалброванные делительные камеры, веса делящихся слоев которых были известны с точностью 2–3 %. Поток нейтронов утечки измерялся с помощью «длинных счетчиков» путем сравнения с потоком от эталонного источника, мощность которого была известна с точностью ± 3 %.

Сечения на нейтронах утечки для остальных реакций, а также сечения всех реакций для внутренних точек сборок $\sigma_j(r)$ определялись из соотношений

$$\sigma_j(r) = \frac{\alpha_j(r)}{\alpha_g(r)} \sigma_g(r),$$

где $\alpha_j(r)/\alpha_g(r)$ – отношение плотности реакции j к плотности деления Pu в точке r ; $\sigma_g(r)$ – сечение реакции деления Pu²³⁹ в той же точке.

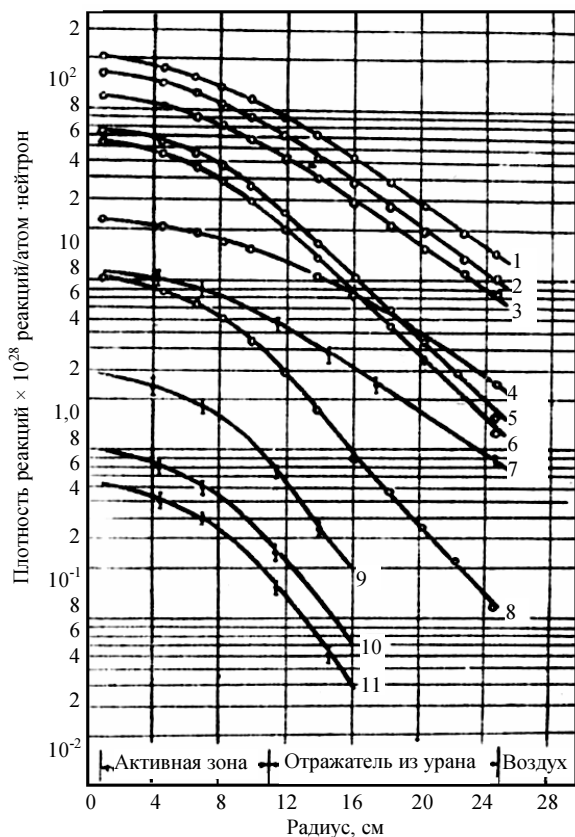


Рис. 2. Распределение плотностей реакций по радиусу сборки КС-3 [2]: 1 – ²³³U(n,f); 2 – ²³⁹Pu(n,f); 3 – ²³⁵U(n,f); 4 – ¹⁹⁷Au(n,γ); 5 – ²⁴⁰Pu(n,f); 6 – ²³⁷Np(n,f); 7 – ²³⁸U(n,γ); 8 – ²³⁸U(n,f); 9 – ³²S(n,p); 10 – ²³⁸U(n,2n); 11 – ²³²Th(n,2n)

Определенные указанными способами сечения реакций использовались для построения нейтронных спектров и спектральных гистограмм. В основном это построение выполнялось с помощью метода интегральных детекторов. Этот метод начали использовать во ВНИИЭФ с 1959 г., как раз со времени исследования критических сборок КС-1, КС-2, ..., КС-6. Тогда Колесовым В. Ф. и Малинкиным А. А., независимо от работ зарубежных авторов, во ВНИИЭФ в те годы неизвестных, был сформулирован и введен в практику алгоритм восстановления спектра нейтронов по откликам пороговых и других энергочувствительных детекторов. Применялось представление искомого реального спектра в виде гистограммы или суперпозиции типовых модельных спектров. Вес каждой ступени гистограммы или модельного спектра определяли в результате процедуры уравнивания с привлечением метода наименьших квадратов [8].

По построенным спектрам в работах [1, 2] рассчитывался ряд интегральных спектральных нейтронных характеристик сборок, в частности, средняя по потоку (локальная или интегральная для всей сборки) энергия нейтронов.

В качестве примера использования этого метода на рис. 3 показаны спектры и спектральные гистограммы потока нейтронов в центре и на границе сборки КС-2, а на рис. 4 – такие же характеристики для нейтронов утечки сборок КС-4-КС-6.

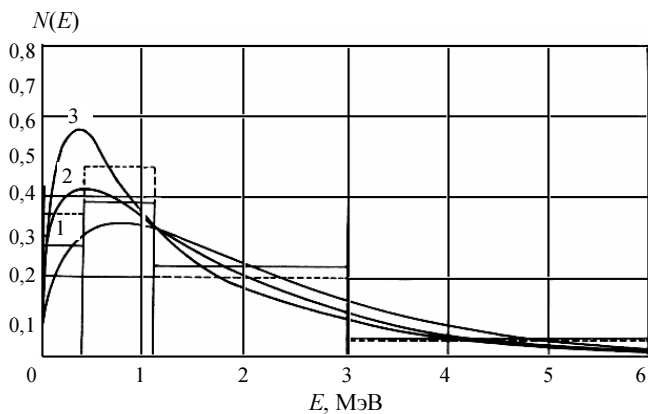


Рис. 3. Спектр нейтронов в центре и на границе сборки КС-2 [1]: 1 – спектр нейтронов деления ²³⁹Pu

$$\left(N(E) = A \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_{sc}} \frac{\sqrt{2E}}{1,1} e^{-\frac{E}{1,1}} \right); 2 – \text{спектр нейтронов на границе КС-2}; 3 – \text{спектр нейтронов в центре КС-2. Гистограммы: — — граница КС-2; - - - - центр КС-2}$$

ниче КС-2; 3 – спектр нейтронов в центре КС-2. Гистограммы: — — граница КС-2; - - - - центр КС-2

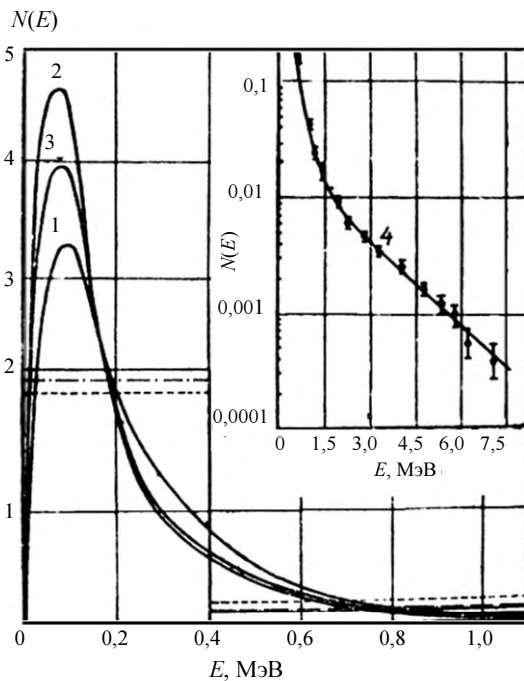


Рис. 4. Спектры нейтронов утечки из сборок КС-4 (1), КС-5 (2), КС-6 (3) [2]. Гистограммы: - - - - КС-4; — — КС-5; - · - · - КС-6. 4 – спектр нейтронов КС-5, измеренный с помощью фотопластинок

Полные числа реакций в сборках КС-1, КС-2, ..., КС-6 определялись путем интегрирования по всему объему распределений характерных для самихборок реакций. Из всех важных дляборок реакций в работах [1, 2] не измерялись лишь реакции (n,γ) на ^{235}U и ^{239}Pu . Вклад этих процессов оценивался по данным измерения сечений (n,γ) на монокроматических нейтронах [9], а также по результатам измерений отношения σ_c/σ_f в быстром реакторе EBR-1 [10].

В табл. 2 приведены относительные значения полных чисел реакций и утечки нейтронов в критических сборках КС-1, КС-2, в табл. 3 – в КС-3–КС-6. Полные числа делений основного изотопа в активных зонах приняты равными 100.

Таблица 2

Полные числа реакций и утечки нейтронов в критических сборках КС-1, КС-2 [1]

Ядерная реакция или утечка	КС-1	КС-2
$^{235}\text{U}(n,f)$	100	–
$^{235}\text{U}(n,\gamma)$ принято	11 ± 2	–
$^{238}\text{U}(n,f)$	$1,86 \pm 0,1$	–
$^{238}\text{U}(n,\gamma)$	$0,36 \pm 0,1$	–
$^{238}\text{U}(n,2n)$	$0,12 \pm 0,015$	–
$^{239}\text{Pu}(n,f)$	–	100
$^{239}\text{Pu}(n,\gamma)$ принято	–	5 ± 1
$^{240}\text{Pu}(n,f)$	–	$1,1 \pm 0,1$
Утечка	160 ± 5	213 ± 6

Таблица 3

Полные числа реакций и утечки нейтронов в критических сборках КС-3–КС-6 [2]

Критическая сборка	Ядерная реакция или утечка	Активная зона	Отражатель
КС-3	$^{235}\text{U}(n,f)$	100	$5,2 \pm 0,2$
	$^{235}\text{U}(n,\gamma)$	$(16 \pm 1,4)$	$(1,2 \pm 0,1)$
	$^{238}\text{U}(n,f)$	$12,8 \pm 0,5$	$21,9 \pm 1,1$
	$^{238}\text{U}(n,\gamma)$	$17,7 \pm 1,7$	$78,1 \pm 8,0$
	$^{238}\text{U}(n,2n)$	$1,2 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,2$
	Утечка	–	101 ± 4
КС-4	$^{235}\text{U}(n,f)$	100	$6,8 \pm 0,4$
	$^{235}\text{U}(n,\gamma)$	$(11,2 \pm 1,1)$	$(1,7 \pm 0,2)$
	$^{238}\text{U}(n,f)$	$1,4 \pm 0,1$	$31 \pm 1,2$
	$^{238}\text{U}(n,\gamma)$	$0,9 \pm 0,1$	$85,9 \pm 7,0$
	$^{238}\text{U}(n,2n)$	$0,08 \pm 0,01$	$1,5 \pm 0,2$
	Утечка	–	138 ± 4

Критическая сборка	Ядерная реакция или утечка	Активная зона	Отражатель
КС-5	$^{239}\text{Pu}(n,f) + ^{240}\text{Pu}(n,f)$	100	–
	$^{239}\text{Pu}(n,\gamma)$	$(5 \pm 0,5)$	–
	$^{235}\text{U}(n,f)$	–	$14,8 \pm 0,6$
	$^{235}\text{U}(n,\gamma)$	–	$(3,0 \pm 0,3)$
	$^{238}\text{U}(n,f)$	–	$49,5 \pm 1,9$
	$^{238}\text{U}(n,\gamma)$	–	192 ± 14
	$^{238}\text{U}(n,2n)$	–	$1,7 \pm 0,2$
	Утечка	–	130 ± 4
КС-6	$^{235}\text{U}(n,f)$	100	–
	$^{235}\text{U}(n,\gamma)$	$(5 \pm 0,5)$	–
	$^{235}\text{U}(n,f)$	–	$11,6 \pm 0,5$
	$^{235}\text{U}(n,\gamma)$	–	$(2,9 \pm 0,3)$
	$^{238}\text{U}(n,f)$	$0,4 \pm 0,02$	$48,7 \pm 2,4$
	$^{238}\text{U}(n,\gamma)$	$(0,2 \pm 0,02)$	(157 ± 14)
	$^{238}\text{U}(n,2n)$	–	$1,7 \pm 0,3$
	Утечка	–	107 ± 3

Примечание. Числа в скобках получены путем косвенных оценок.

Данные табл. 2, 3 предоставляют возможность составления баланса нейтронов и оценки ν – среднего числа нейтронов на акт деления для ^{235}U , ^{233}U и ^{239}Pu , поскольку главную роль в балансе нейтронов играют реакции деления в этих нуклидах. В работах [1, 2] было показано, что баланс нейтронов в рассматриваемых критических сборках соблюдается при следующих значениях ν : $2,67 \pm 0,11$ для ^{235}U в КС-1; $3,14 \pm 0,13$ для ^{239}Pu в КС-2; $2,56$ для ^{235}U в КС-3; $2,60$ для ^{235}U в КС-4; $3,07$ для ^{239}Pu в КС-5; $2,65$ для ^{233}U в КС-6; $2,80$ для ^{238}U ; $2,53$ для ^{235}U в урановых отражателях.

1.2. Расчет нейтронных характеристик критическихборок КС-1, КС-2, ..., КС-6

Расчет нейтронных характеристик критическихборок КС-1, КС-2, ..., КС-6 проводился с помощью программы С-007 метода Монте-Карло [4] с использованием трех независимых международных библиотек оцененных ядерных данных – библиотек ENDF/B-VII, JEF3 и JENDL3.3.

Были рассчитаны для всех шестиборок значения коэффициента размножения нейтронов $k_{\text{эф}}$, полные числа реакций на присутствующих в АЗ и отражателе изотопах урана и плутония и утечка нейтронов из критическихборок при нормировке на один акт деления в ней. Были рассчитаны также

гистограммы энергетического спектра нейтронов в центре и на границе сборок при том же, что в статьях [1, 2], разбиении на участки энергетической шкалы. Принятые в расчетах значения геометрических параметров сборок и состав их областей в точности соответствовали данным табл. 1.

Полученные с помощью расчетов значения $k_{эф}$, ν и Λ для шести сборок представлены в табл. 4, полные числа реакций (n,f) , (n,γ) , $(n,2n)$ в изотопах урана и плутония, нормированные на одно деление в сборке, а также утечка нейтронов из сборок в той же нормировке – в табл. 5, 6.

В табл. 7, 8 приведены рассчитанные по программе Монте-Карло C-007 с использованием нейтронных данных из библиотеки ENDF/B-VII ступенчатые спектры и средние энергии спектров

в центре и на внешней границе сборок КС-1, КС-2, ..., КС-6 (для сборок с отражателем «граница» означает внешнюю границу отражателя).

Как видно из табл. 4–6, расчетные значения $k_{эф}$, ν , Λ , полных чисел реакций (n,f) , (n,γ) , $(n,2n)$ в изотопах урана и плутония, нормированных на одно деление в сборках КС-1, КС-2, ..., КС-6, а также утечки нейтронов из сборок в той же нормировке, заметно зависят от используемой библиотеки ядерных данных. Наибольший разброс в отношениях максимального значения к минимальному, в зависимости от использованных в расчете библиотек, для $k_{эф}$ составляет 0,9%, для ν – 0,3 % и для Λ – 2,8 %.

Таблица 4

Значения $k_{эф}$ для сборок КС-1, КС-2, ..., КС-6, полученные в расчетах с тремя библиотеками ядерных данных

Критическая сборка	Библиотека ядерных данных			
	ENDF/B-VII	JEF3	JENDL3.3	среднее
КС-1	0,9952	0,9982	0,9911	0,9948
КС-2	1,0033	1,0026	0,9993	1,0017
КС-3	0,9973	0,9902	0,9903	0,9926
КС-4	0,9944	0,9869	0,9908	0,9907
КС-5	1,0059	1,0002	0,9971	1,0011
КС-6	0,9925	0,9980	0,9930	0,9945

Таблица 5

Полученные в расчетах с тремя библиотеками ядерных данных нормированные на одно деление в сборке полные числа реакций и утечки нейтронов в сборках КС-1, КС-2

Ядерная реакция, утечка	КС-1				КС-2			
	ENDF/B-VII	JEF3	JENDL3.3	среднее	ENDF/B-VII	JEF3	JENDL3.3	среднее
$^{235}\text{U}(n,f)$	0,9692	0,9650	0,9720	0,9687	–	–	–	–
$^{235}\text{U}(n,\gamma)$	0,1116	0,1110	0,1154	0,1127	–	–	–	–
$^{235}\text{U}(n,2n)$	0,00596	0,00620	0,00584	0,00600	–	–	–	–
$^{238}\text{U}(n,f)$	0,0175	0,0176	0,0177	0,0176	–	–	–	–
$^{238}\text{U}(n,\gamma)$	0,00862	0,00828	0,00830	0,00840	–	–	–	–
$^{238}\text{U}(n,2n)$	$8,78 \cdot 10^{-4}$	$8,87 \cdot 10^{-4}$	$7,09 \cdot 10^{-4}$	$8,25 \cdot 10^{-4}$	–	–	–	–
$^{239}\text{Pu}(n,f)$	–	–	–	–	0,9911	0,9904	0,9872	0,9896
$^{239}\text{Pu}(n,\gamma)$	–	–	–	–	0,0323	0,0374	0,0402	0,0366
$^{239}\text{Pu}(n,2n)$	–	–	–	–	0,00216	0,00279	0,00251	0,0249
$^{240}\text{Pu}(n,f)$	–	–	–	–	0,0121	0,0122	0,0119	0,0121
$^{240}\text{Pu}(n,\gamma)$	–	–	–	–	$9,74 \cdot 10^{-4}$	0,00109	0,00113	0,00106
$^{240}\text{Pu}(n,2n)$	–	–	–	–	$2,75 \cdot 10^{-5}$	$4,05 \cdot 10^{-5}$	$3,55 \cdot 10^{-5}$	$3,45 \cdot 10^{-5}$
Утечка	1,4978	1,5009	1,4959	1,4982	2,1164	2,1132	2,1050	2,1115

Полученные в расчетах с тремя библиотеками ядерных данных нормированные
на одно деление в сборке полные числа реакций и утечка нейтронов в сборках КС-3–КС-6

Ядерная реакция, утечка	КС-3							
	Активная зона				Отражатель			
	ENDF/ B-VII	JEF3	JENDL3.3	среднее	ENDF/ B-VII	JEF3	JENDL3.3	среднее
$^{235}\text{U}(n,f)$	0,7463	0,7352	0,7380	0,7398	0,0325	0,0324	0,0323	0,0324
$^{235}\text{U}(n,\gamma)$	0,1219	0,1203	0,1297	0,1240	0,00672	0,00666	0,00731	0,00690
$^{235}\text{U}(n,2n)$	0,00224	0,00224	0,00214	0,00221	$3,41 \cdot 10^{-5}$	$3,40 \cdot 10^{-5}$	$3,26 \cdot 10^{-5}$	$3,36 \cdot 10^{-5}$
$^{238}\text{U}(n,f)$	0,1032	0,1034	0,1031	0,1032	0,1154	0,1193	0,1168	0,1172
$^{238}\text{U}(n,\gamma)$	0,1270	0,1223	0,1218	0,1237	0,5103	0,4950	0,4912	0,4988
$^{238}\text{U}(n,2n)$	0,00503	0,00487	0,00396	0,00462	0,00592	0,00567	0,00466	0,00542
Утечка	–	–	–	–	0,8346	0,8602	0,8550	0,8499
	КС-4							
$^{235}\text{U}(n,f)$	0,7671	0,7544	0,7615	0,7610	0,0438	0,0436	0,0436	0,0437
$^{235}\text{U}(n,\gamma)$	0,1052	0,1034	0,1099	0,1061	0,00904	0,00896	0,00985	0,00928
$^{235}\text{U}(n,2n)$	0,00364	0,00374	0,00354	0,00364	$5,04 \cdot 10^{-5}$	$5,12 \cdot 10^{-5}$	$4,87 \cdot 10^{-5}$	$5,01 \cdot 10^{-5}$
$^{238}\text{U}(n,f)$	0,0110	0,0109	0,0110	0,0110	0,1726	0,1781	0,1746	0,1751
$^{238}\text{U}(n,\gamma)$	0,00763	0,00723	0,00725	0,00737	0,6896	0,6679	0,6643	0,6739
$^{238}\text{U}(n,2n)$	$5,36 \cdot 10^{-4}$	$5,33 \cdot 10^{-4}$	$4,29 \cdot 10^{-4}$	$4,99 \cdot 10^{-4}$	0,00874	0,00858	0,00699	0,00810
Утечка	–	–	–	–	0,8102	0,8408	0,8346	0,8285
	КС-5							
$^{235}\text{U}(n,f)$	–	–	–	–	0,0807	0,0809	0,0810	0,0809
$^{235}\text{U}(n,\gamma)$	–	–	–	–	0,0177	0,0177	0,0196	0,0183
$^{235}\text{U}(n,2n)$	–	–	–	–	$8,59 \cdot 10^{-5}$	$8,37 \cdot 10^{-5}$	$8,33 \cdot 10^{-5}$	$8,43 \cdot 10^{-5}$
$^{238}\text{U}(n,f)$	–	–	–	–	0,2563	0,2639	0,2581	0,2594
$^{238}\text{U}(n,\gamma)$	–	–	–	–	1,3523	1,3089	1,3086	1,3233
$^{238}\text{U}(n,2n)$	–	–	–	–	0,0153	0,0143	0,0123	0,0140
$^{239}\text{Pu}(n,f)$	0,6622	0,6488	0,6512	0,6541	–	–	–	–
$^{239}\text{Pu}(n,\gamma)$	0,0345	0,0368	0,0397	0,0370	–	–	–	–
$^{239}\text{Pu}(n,2n)$	0,00108	0,00138	0,00124	0,00123	–	–	–	–
$^{240}\text{Pu}(n,f)$	0,00684	0,00678	0,00666	0,00676	–	–	–	–
$^{240}\text{Pu}(n,\gamma)$	$9,24 \cdot 10^{-4}$	0,00100	0,00103	$9,85 \cdot 10^{-4}$	–	–	–	–
$^{240}\text{Pu}(n,2n)$	$1,37 \cdot 10^{-5}$	$1,99 \cdot 10^{-5}$	$1,75 \cdot 10^{-5}$	$1,70 \cdot 10^{-5}$	–	–	–	–
Утечка	–	–	–	–	0,5794	0,6216	0,6152	0,6054
	КС-6							
$^{233}\text{U}(n,f)$	0,7000	0,7009	0,6971	0,6993	–	–	–	–
$^{233}\text{U}(n,\gamma)$	0,0382	0,0355	0,0364	0,0367	–	–	–	–
$^{233}\text{U}(n,2n)$	$8,86 \cdot 10^{-4}$	0,00111	0,00111	0,00104	–	–	–	–
$^{235}\text{U}(n,f)$	–	–	–	–	0,0686	0,0686	0,0692	0,0688
$^{235}\text{U}(n,\gamma)$	–	–	–	–	0,0150	0,0149	0,0167	0,0155
$^{235}\text{U}(n,2n)$	–	–	–	–	$6,65 \cdot 10^{-5}$	$6,77 \cdot 10^{-5}$	$6,72 \cdot 10^{-5}$	$6,71 \cdot 10^{-5}$
$^{238}\text{U}(n,f)$	0,00306	0,00303	0,00308	0,00306	0,2207	0,2252	0,2238	0,2232
$^{238}\text{U}(n,\gamma)$	0,00143	0,00133	0,00136	0,00137	1,1466	1,1070	1,1136	1,1224
$^{238}\text{U}(n,2n)$	$1,56 \cdot 10^{-4}$	$1,62 \cdot 10^{-4}$	$1,36 \cdot 10^{-4}$	$1,51 \cdot 10^{-4}$	0,0115	0,0114	0,00974	0,0109
Утечка	–	–	–	–	0,4906	0,5222	0,5238	0,5122

Ступенчатый спектр потока нейтронов в сборках КС-1, КС-2, ..., КС-6, рассчитанный с использованием данных из библиотеки ENDF/B-VII

Энергетический интервал, МэВ	Критическая сборка			
	КС-1		КС-2	
	Центр сборки	Внешняя граница	Центр сборки	Внешняя граница
0–0,4	0,643	0,521	0,437	0,360
0,4–1,1	0,447	0,461	0,394	0,395
1,1–3	0,159	0,171	0,194	0,202
3–6	0,037	0,042	0,051	0,056
Энергетический интервал, МэВ	КС-3		КС-4	
0–0,4	1,057	1,590	0,771	1,648
0,4–1,1	0,459	0,417	0,437	0,396
1,1–3	0,096	0,026	0,143	0,023
3–6	0,021	0,001	0,033	0,005
Энергетический интервал, МэВ	КС-5		КС-6	
0–0,4	0,613	1,866	0,519	1,862
0,4–1,1	0,393	0,307	0,404	0,309
1,1–3	0,170	0,014	0,183	0,014
3–6	0,045	0,003	0,047	0,003

Таблица 8

Средняя энергия спектра потока нейтронов \bar{E} в сборках КС-1, КС-2, ..., КС-6, рассчитанная с использованием данных из библиотеки ENDF/B-VII

Критическая сборка	\bar{E} , МэВ	
	Центр сборки	Внешняя граница
КС-1	1,41	1,53
КС-2	1,76	1,86
КС-3	0,961	0,486
КС-4	1,29	0,456
КС-5	1,57	0,354
КС-6	1,62	0,354

1.3. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по пространственно-энергетическим распределениям нейтронов в сборках КС-1, КС-2, ..., КС-6

Сравнение расчетных и экспериментальных данных по пространственно-энергетическим распределениям нейтронов проводится в табл. 9 на примере наиболее важных характеристик рассматриваемых критическихборок. В тех случаях, когда расчет выполнялся с использованием трех библиотек оцененных ядерных данных, эксперимент сравнивался со средними значениями расчетных величин, приведенными в табл. 4–6.

Как видно из табл. 9, в ряде случаев расчетные и экспериментальные значения сравниваемых

величин существенно различаются. Это очень заметно выражено в полных числах реакций $^{238}\text{U}(n,f)$ в отражателяхборок КС-3–КС-6, в утечке нейтронов изборок КС-4–КС-6 и в средней энергии нейтронов E на границахборок КС-3–КС-5. В этих случаях расхождение расчетных и экспериментальных значений рассматриваемых характеристик, по всей видимости, выходит за пределы суммарных погрешностей расчета и эксперимента.

По очень важной характеристикеборок – полному числу реакций $^{238}\text{U}(n,\gamma)$, за исключением явно ошибочного значения для активной зоны сборки КС-1, согласие расчета и эксперимента вполне удовлетворительное. То же самое можно сказать в отношении средней энергии нейтронов

Отношение расчетных и экспериментальных значений нейтронных характеристик критическихборок КС-1, КС-2, ..., КС-6

Характеристика	Критическая сборка					
	КС-1	КС-2	КС-3	КС-4	КС-5	КС-6
$k_{эф}$	0,995	1,002	0,993	0,991	1,001	0,995
Полные числа реакций:						
$^{235}\text{U}(n,f)$ в АЗ	1,000	–	1,000	1,000	–	–
$^{235}\text{U}(n,f)$ в отражателе	–	–	0,842	0,844	0,827	0,848
$^{238}\text{U}(n,f)$ в АЗ	0,977	–	1,090	1,033	–	1,095
$^{238}\text{U}(n,\gamma)$ в АЗ	2,40	–	0,945	1,076	–	0,980
$^{238}\text{U}(n,f)$ в отражателе	–	–	0,723	0,742	0,793	0,655
$^{238}\text{U}(n,\gamma)$ в отражателе	–	–	0,863	1,031	1,043	1,022
$^{233}\text{U}(n,f)$ в АЗ	–	–	–	–	–	1,000
$^{239}\text{Pu}(n,f)$ в АЗ	–	1,000	–	–	–	–
$^{240}\text{Pu}(n,f)$ в АЗ	–	1,112	–	–	–	–
$^{239}\text{Pu}(n,f) + ^{240}\text{Pu}(n,f)$ в АЗ	–	–	–	–	1,000	–
Утечка нейтронов из сборки	0,967	1,002	1,138	0,789	0,705	0,684
Средняя энергия \bar{E} :						
центр сборки	1,007	1,035	0,981	1,000	1,121	1,032
внешняя граница сборки	1,027	1,028	1,215	1,267	1,362	1,106

в центрахборок, значений $k_{эф}$ во всехбороках и утечки нейтронов изборок КС-1, КС-2.

Таким образом, по итогам выполненного здесь сравнения можно констатировать, в основном, лишь качественное согласие расчетных и приведенных в статьях [1, 2] экспериментальных данных. Хорошее согласие расчета и эксперимента наблюдается лишь для некоторых характеристик, главным образом, для значений $k_{эф}$ всехборок и чисел реакций $^{238}\text{U}(n,\gamma)$ в отражателях. Эти данные могут быть рекомендованы в качестве ориентира при отработке и проверке расчетных средств в области нейтроники ядерных реакторов. Другие экспериментальные данные могут быть востребованы, например, в качестве ориентира при оценке требований к используемой в аналогичных исследованиях измерительной аппаратуре.

2. Возмущения реактивности вбороках КС-1, КС-2, КС-5

2.1. Ценность информации о возмущениях реактивности в критическихбороках

Измерения возмущений реактивности в критическихбороках дают ценную информацию как о ядерных свойствах веществ, входящих в составборок, так и о свойствах исследуемых возмущающих образцов. Прежде всего это касается интегральных сечений взаимодействия нейтронов

с входящими в состав образцов ядрами. Сказанное нетрудно проиллюстрировать на примере одногрупповой теории возмущений.

Если на расстоянии r от центра сферической сборки поместить малый образец вещества с одногрупповыми параметрами α и β , то, согласно этой теории, отнесенное к 1 см^3 образца изменение реактивности $\delta\rho(r)$ представится соотношением

$$\delta\rho(r) = A[\beta - g(r)\alpha]\Phi^2(r), \quad (1)$$

где $\Phi(r)$ – плотность потока нейтронов, $\text{н}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$;

$g(r)$ – функция анизотропии потока;

$A = 1/\int_v v\Sigma_f\Phi^2(r)dv$ – некоторая постоянная

критической сборки;

Σ_f – макроскопическое сечение деления в невозмущенной сборке, см^{-1} ;

$$\alpha = n(\sigma_s + \sigma_f + \sigma_c); \beta = n(\sigma_s + v\sigma_f), \text{ см}^{-1};$$

n – число ядер в 1 см^3 образца.

В транспортном приближении сечение σ_s заменяется транспортным сечением σ_{str} . Используя диффузионное выражение для величины $g(r)$ [11]

$$g(r) = 1 - 3 \left[\frac{j(r)}{\Phi(r)} \right]^2, \quad (2)$$

соотношение (1) можно представить в виде

$$\delta\rho(r) = \left[(v-1)\sigma_f - \sigma_c \right] f_1(r) + \sigma_{tr} f_2(r), \quad (3)$$

где $f_1(r) = An\Phi^2(r)$; $f_2(r) = 3Anj^{-2}(r)$.

Величина $\sigma_{tr} = \frac{\alpha}{n}$ в (3) является полным транспортным сечением, равным $\sigma_f + \sigma_{str} + \sigma_c$. Величина $(v-1)\sigma_f + \sigma_c$ характеризует размножающие или поглощающие свойства вещества. Вид функций $f_1(r)$ и $f_2(r)$ можно определить, измеряя распределения возмущений реактивности для «чистых поглотителей» или «чистых рассеивателей».

Таким образом, измерение возмущений от вносимого в критическую сборку образца дает возможность определять параметры α и β , а также их комбинацию $(\beta - \alpha)$ (или аналогичные им величины $\sigma_{tr} = \frac{\alpha}{n}$, $v\sigma_f + \sigma_{str}$ и $(v-1)\sigma_f - \sigma_c = \frac{\beta - \alpha}{n}$) для этого образца.

Для простейшихборок (дляборок без отражателей) все необходимые для определения одногрупповых параметров величины, и в том числе абсолютную реактивность, измерить сравнительно легко. Однако ошибки в измерениях величин существенно сказываются на точности определяемых одногрупповых параметров. Более надежным способом определения одногрупповых параметров является относительный метод, в котором возмущения исследуемых образцов сравниваются с возмущением от эталонного образца, для которого одногрупповые ядерные параметры известны с хорошей точностью.

Для раздельного определения параметров α и β или соответствующих им величин σ_{tr} и $v\sigma_f + \sigma_{str}$ необходимы измерения возмущений, по крайней мере, в двух точках сборки. В настоящей работе эти параметры определялись из измерений возмущений в центре ($r = 0$) и в точке r_1 вблизи границы активной зоны. Из уравнения (1) для этого случая следуют соотношения

$$\delta\rho(0) = A_n \left(\frac{\beta - \alpha}{n} \right) \Phi^2(0); \quad (4)$$

$$\delta\rho(r_1) = A_n \left(\frac{\beta}{n} - g_1(r_1) \frac{\alpha}{n} \right) \Phi^2(r_1).$$

Величины $\delta\rho(0)$, $\delta\rho(r_1)$, $\Phi(0)$, $\Phi(r_1)$ измерялись в опыте. Коэффициент A определялся по возмущениям от эталонного образца ^{239}Pu , величина $\frac{\beta - \alpha}{n}$ для которого предполагалась известной.

Функция $g(r)$ для исследуемыхборок рассчитывалась на основе численного решения кинетического уравнения. Определяемые из уравнений (4) параметры, очевидно, относятся к некоторому среднему по объему активной зоны спектру нейтронов.

Измерения возмущений реактивности на реакторах и критическихбороках и в настоящее время являются распространенным и эффективным методом определения ядерных свойств элементов и нуклидов. В качестве примера сравнительно недавних работ по этому направлению можно привести доклад [12]. Он содержит результаты выполненных в лаборатории Valduc (Франция), на импульсных реакторах Caliban и Silene, измерений возмущений реактивности от различных делящихся и инертных веществ, в том числе от ^6Li , ^7Li , ^9Be , Al, Fe, Rh, Gd, Am.

Результаты этих измерений и параллельно выполненных расчетов предполагают использовать в целях корректировки нейтронных сечений.

2.2. Краткая информация об измеренных возмущениях реактивности вбороках КС-1, КС-2, КС-5

В статье [3] приведена экспериментальная информация по возмущениям реактивности от малых образцов различных веществ в критическихбороках из высокообогащенного урана и плутония. Измерения проводились на критическихбороках КС-1, КС-2, КС-5 (см. табл. 1). Сборки КС-1, КС-2 не имели отражателя, сборка КС-5 с активной зоной из ^{239}Pu имела отражатель из урана естественного изотопного состава. Сборки монтировались на стенде критическихборок ФКБН-1, представленном на рис. 1.

В экспериментах был применен метод статических возмущений. В качестве возмущающих образцов использовались делящиеся вещества (^{239}Pu , ^{235}U , ^{233}U , ^{238}U , ^{232}Th) и большое число неделящихся веществ. Почти все образцы имели форму цилиндра диаметром и длиной 18 мм. Некоторые из исследуемых веществ (H_2O , D_2O , ^6Li и др.) помещались в тонкостенные цилиндрические контейнеры из меди. Возмущения от контейнеров определялись в отдельных опытах.

При измерениях возмущающий образец вкладывался в тонкую алюминиевую трубу, которая помещалась в вертикальный канал сборки до упора в центральной полости. С целью исключения канального эффекта образец в трубке полностью закладывался цилиндрическими вкладышами из вещества активной зоны или отражателя. Геометрия образца и вкладышей в трубке строго фиксировалась. Реактивность критической сборки измерялась в единицах $\Delta = \frac{1000}{Q}$, где Q – определяе-

мый через поток нейтронов утечки коэффициент умножения нейтронов центрального источника. В опытах определялось изменение реактивности (подкритичности) при помещении образца на расстоянии r от центра сборки, т. е. находилась величина $\delta\Delta = \Delta_0 - \Delta$, где $\Delta_0 = \frac{1000}{Q_0}$ и $\Delta = \frac{1000}{Q}$ – подкритичности сборки без образца и с образцом соответственно.

Единица $1000/Q$ для каждой конкретной сборки связана с абсолютной реактивностью постоянным множителем. Для исследуемых сборок получены экспериментально следующие соотношения (спектр нейтронов близок к спектру деления): для сборки КС-1 – $10^3 \frac{\Delta K}{K} = 0,92 \cdot (1000/Q)$; для КС-2 – $10^3 \frac{\Delta K}{K} = 0,93 \cdot (1000/Q)$; для КС-5 – $10^3 \frac{\Delta K}{K} = 0,84 \cdot (1000/Q)$.

Большинство измерений проведено при значениях Q порядка 300–500. Предел чувствительности метода в измерениях составлял 10^{-2} ($1000/Q$) единиц. Влияние конечных размеров образца на измеряемую величину возмущения учитывалось на основании данных работы [13], содержащей и возмущения второго порядка малости. Поправка в значениях $\delta\Delta$ при переходе от конечных образцов к точечным во многих случаях составляет 10–20 %. Поправка наиболее велика в центре сборок.

В качестве примера в табл. 10 представлены результаты измерения возмущений для нескольких точек сборки КС-1. На рис. 5, 6 показаны распределения возмущений в сборках КС-1, КС-3 для наиболее представительных образцов. Приведенные значения возмущений соответствуют измерениям с микроколичествами исследуемых веществ. Возмущения представлены в единицах ($1000/Q$) на грамм-атом вещества. Относительная ошибка

в измеренных возмущениях составляет 2–4 % для делящихся и 5–30 % для остальных веществ. Относительная ошибка тем больше, чем меньше абсолютная величина измеренного возмущения.

Таблица 10

Вклад в подкритичность $\delta\Delta$ от точечных образцов в сборке КС-1 [3]

Вещество	Возмущение в ед. ($1000/Q$) на грамм·атом			
	r , см			
	0	4,1	7,1	8,1
H	2,98	1,88	0,92	0,65
D	1,15	0,83	–	0,64
⁶ Li	-2,46	-1,09	0,36	0,31
⁹ Be	0,57	0,62	1,03	0,89
B _{ест}	-0,57	-0,12	0,77	0,80
¹² C	0,084	0,57	0,91	0,74
¹⁶ O	0,28	1,06	1,20	0,98
²³ Na	-0,19	0,79	0,99	0,87
²⁷ Al	-0,11	0,50	0,99	0,75
⁵⁶ Fe	-0,026	0,52	0,80	0,76
⁶⁴ Cu	-0,148	0,56	0,95	0,86
⁶⁵ Zn	-0,164	0,61	1,03	0,88
¹⁰⁸ Ag	-0,68	0,33	1,30	1,12
¹¹² Cd	-0,34	0,61	1,40	1,18
¹¹⁵ In	-1,20	–	1,38	1,25
¹¹⁹ Sn	-0,31	0,68	1,64	1,29
¹²⁷ J	-1,05	-0,05	1,82	1,64
¹⁹⁷ Au	-0,67	0,65	1,91	1,58
²⁰⁷ Pb	-0,20	0,71	1,74	1,52
²⁰⁹ Bi	-0,188	0,66	1,82	1,62
²³³ U	16,5	10,7	5,17	3,58
²³² Th	-0,152	1,91	2,53	2,40
²³⁵ U	9,90	6,73	4,01	2,84
²³⁸ U	1,35	1,64	1,92	1,72
²³⁹ Pu	18,38	12,68	6,23	4,20

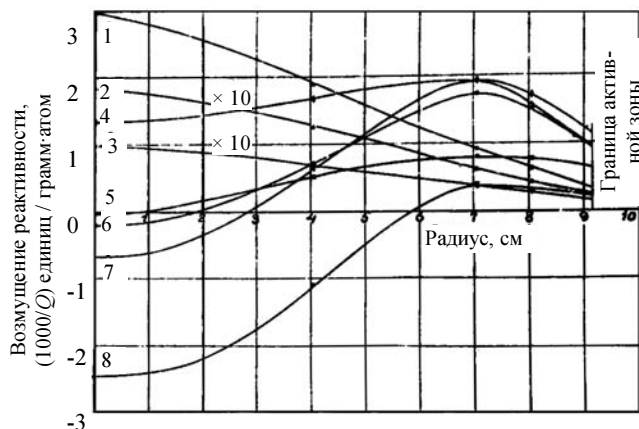


Рис. 5. Распределение возмущений для наиболее представительных образцов в сборке КС-1 [3]: 1 – H; 2 – ²³⁹Pu; 3 – ²³⁵U; 4 – ²³⁸U; 5 – Fe; 6 – Pb; 7 – Au; 8 – ⁶Li

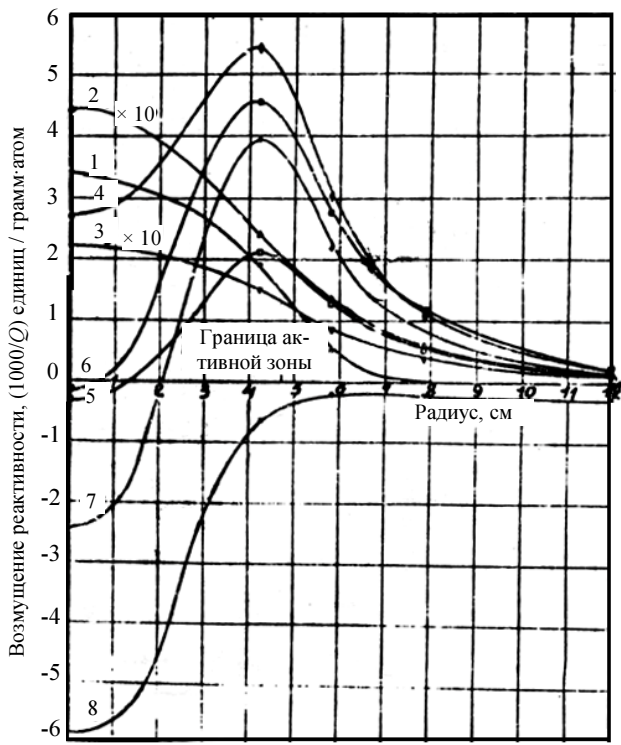


Рис. 6. Распределение возмущений для наиболее представительных образцов в КС-5 [3]: 1 – H; 2 – ^{239}Pu ; 3 – ^{235}U ; 4 – ^{238}U ; 5 – Fe; 6 – Pb; 7 – Au; 8 – ^6Li

На основе измеренных возмущений реактивности для каждой из сборок КС-1, КС-2, КС-5 и каждого образца этих сборок были определены одногрупповые параметры α , β и их комбинации $(\beta - \alpha)$, соответствующие величинам $\sigma_{tr} = \frac{\alpha}{n}$, $v\sigma_f + \sigma_{str}$ и $(v-1)\sigma_f - \sigma_c = \frac{\beta - \alpha}{n}$. На этой же основе были получены также вполне адекватные значения среднего времени жизни мгновенных нейтронов в сборках КС-1 и КС-2.

2.3. Расчет возмущений реактивности в сборках КС-1, КС-2, КС-5

Расчеты возмущений реактивности в зависимости от радиуса проводились только для сборки КС-1. В этом случае был применен программный комплекс САТУРН, версия 5.2.13 [5], использующий конечно-разностную методику решения задач переноса нейтронов в многогрупповом S_{16} приближении, а также итерационный метод Кэллога с точностью сходимости по $k_{эф}$ 10^{-7} . Расчеты по

комплексу САТУРН выполнены в параллельном режиме с использованием до 80 процессоров.

В случае центрального образца расчеты для сборок КС-2, КС-5 (а также для сборки КС-1, дополнительно к расчетам по программе САТУРН) проводились с помощью одномерной программы АРКТУР [6].

Использованные в расчетах 16-групповые анизотропные нейтронные константы HORA1016 для делящихся материалов подготавливались на основе библиотеки ENDF/B-VI, для других материалов – на основе библиотек ENDF/B-V и ENDF/B-VII. Примененное в константах HORA1016 разбиение шкал летаргии и энергии на группы представлено в табл. 11.

Таблица 11

Разбиение в константах HORA1016 шкал летаргии и энергии на группы

Номер группы	$U = \ln(E_0/E)$	E , МэВ
1	-0,33 – 0,5	13,91 – 6,0653
2	0,5 – 1	6,0653 – 3,6788
3	1 – 1,25	3,6788 – 2,8650
4	1,25 – 1,5	2,8650 – 2,2313
5	1,5 – 1,75	2,2313 – 1,7377
6	1,75 – 2	1,7377 – 1,3534
7	2 – 2,25	1,3534 – 1,0540
8	2,25 – 2,5	1,0540 – 0,8208
9	2,5 – 2,75	0,8208 – 0,6393
10	2,75 – 3	0,6393 – 0,4979
11	3 – 3,5	0,4979 – 0,3020
12	3,5 – 4	0,3020 – 0,1832
13	4 – 5	0,1832 – 0,06738
14	5 – 6	0,06738 – 0,02479
15	6 – 8	0,02479 – 0,003355
16	8 – 12	0,003355 – 6,14·10 ⁻⁵

Полученные в результате расчетов возмущения реактивности для семи наиболее представительных образцов приведены в табл. 12. Числа первой строки соответствуют расчетам по программе САТУРН, второй строки – расчетам по программе АРКТУР.

Как видно из табл. 12, возмущения реактивности от образцов, размещенных в центре сборки КС-1, рассчитанные по трехмерной программе САТУРН и одномерной программе АРКТУР, практически, за исключением двух случаев очень малых значений возмущений, одинаковы.

Расчетные возмущения реактивности (абсолютные $\Delta\rho$ на грамм·атом)
в сборках КС-1, КС-2, КС-5 для семи наиболее представительных образцов

Вещество	Возмущения реактивности, $\Delta\rho$ на грамм·атом					
	КС-1; r , см				КС-2 Центр	КС-5 Центр
	0	4,1	7,1	8,1		
${}^6\text{Li}$	-2,09 -2,11	-1,06 –	0,038 –	0,23 –	– -2,0	– -4,4
${}^9\text{Be}$	0,502 0,503	0,68 –	0,71 –	0,62 –	– 0,29	– 0,42
Cu	-0,063 -0,068	0,42 –	0,76 –	0,73 –	– -0,31	– -0,68
Pb	-0,049 -0,055	0,72 –	1,26 –	1,19 –	– -0,18	– -0,48
${}^{235}\text{U}$	8,67 8,78	6,54 –	3,34 –	2,35 –	– 9,61	– 18,09
${}^{238}\text{U}$	1,11 1,12	1,56 –	1,65 –	1,46 –	– 1,28	– 1,55
${}^{239}\text{Pu}$	17,79 18,12	12,63 –	5,44 –	3,47 –	– 20,53	– 38,0

2.4. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по возмущениям реактивности в сборках КС-1, КС-2, КС-5

Сравнение расчетных и экспериментальных данных по возмущениям реактивности в сборках КС-1, КС-2, КС-5 проводится в табл. 13. Для тех случаев, когда расчет выполнялся с использованием двух программ, в табл. 13 приведено среднее по ним значение.

Как видно из табл. 13, в большинстве точек экспериментальные и расчетные значения возмущений хорошо согласуются. Существенное или заметное расхождение сравниваемых величин наблюдается лишь в нескольких точках для ${}^9\text{Be}$, Pb и, в меньшей степени, ${}^{238}\text{U}$, а также в двух точках с очень малыми значениями возмущений.

Таблица 13

Сравнение экспериментальных (первая строка)
и расчетных (вторая строка) значений возмущений реактивности

Вещество	Возмущения реактивности, $\Delta\rho$ на грамм·атом					
	КС-1; r , см				КС-2 Центр	КС-5 Центр
	0	4,1	7,1	8,1		
${}^6\text{Li}$	-2,26 -2,10	-1,00 -1,06	0,33 0,038	0,29 0,23	-2,2 -2,0	-4,91 -4,4
${}^9\text{Be}$	0,52 0,502	0,57 0,68	0,95 0,71	0,82 0,62	0,30 0,29	0,95 0,42
Cu	-0,136 -0,066	0,52 0,42	0,87 0,76	0,79 0,73	-0,49 -0,31	-0,50 -0,68
Pb	-0,18 -0,052	0,65 0,72	1,60 1,26	1,40 1,19	-0,51 -0,18	-0,10 -0,48
${}^{235}\text{U}$	9,11 8,73	6,19 6,54	3,69 3,34	2,61 2,35	10,39 9,61	18,56 18,09
${}^{238}\text{U}$	1,24 1,12	1,51 1,56	1,77 1,65	1,58 1,46	1,50 1,28	2,26 1,55
${}^{239}\text{Pu}$	16,91 17,95	11,67 12,63	5,73 5,44	3,86 3,47	21,24 20,53	37,3 38,0

При общей оценке точности выполненных в прежние годы экспериментальных данных и степени доверия к ним, надо иметь в виду следующее:

– расхождение в случае малых возмущений проявилось бы и при высоких точностях измерений и расчетов;

– причину расхождений в случае бериллия, свинца, отчасти и урана-238, по всей видимости, следует приписать локальному несовершенству расчетных методов, поскольку и современные данные по измерению критических и других параметров сборок на быстрых нейтронах, содержащих эти элементы, удовлетворительно в расчетах не воспроизводятся.

Таким образом, на основе выполненного здесь сравнения экспериментальных и расчетных данных по возмущениям реактивности, производимым в критических сборках КС-1, КС-2, КС-5 образцами делящихся и инертных веществ, можно уверенно констатировать вполне удовлетворительную точность измеренных в прежние годы возмущений и их соответствие современным требованиям к интегральным ядерным данным, получаемым на критических сборках. Эти экспериментальные данные могут быть рекомендованы в качестве ориентира при отработке и проверке расчетных средств в области нейтронистики ядерных реакторов.

Заключение

В 2010 г. были опубликованы полученные в экспериментах конца 1950-х гг. нейтронно-физические данные для простых критическихборок КС-1, КС-2, ..., КС-6 с активными зонами из металлического высокообогащенного урана или плутония [1–3]. Можно надеяться, что эта информация и к настоящему времени не утратила своей актуальности. В этой связи представлялось целесообразным испытание нейтронно-физической информации статей [1–3] расчетами с помощью наиболее современных, проверенных практикой математических программ и библиотек нейтронных данных.

С помощью программы С-007 метода Монте-Карло [4] и трех независимых международных библиотек оцененных ядерных данных – библиотек ENDF/B-VII, JEF3 и JENDL3.3 – рассчитаны для всех шестиборок значения $k_{эф}$, полные числа реакций на присутствующих в АЗ и отражателе изотопах урана и плутония, утечка нейтронов при нормировке на один акт деления, а также гистограммы и средняя энергия спектра

нейтронов в центре и на границе. С помощью программного комплекса САТУРН [5] и программы АРКТУР [6] рассчитаны возмущения реактивности, производимые в сборках КС-1, КС-2, КС-5 малыми образцами из ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{64}\text{Cu}$, ${}^{207}\text{Pb}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, размещаемыми в центрахборок и в нескольких точках по радиусу сборки КС-1.

Итоги сравнения экспериментальных данных статей [1–3] и результатов расчета сводятся к следующему заключению:

1. По нейтронным характеристикам критическихборок КС-1, КС-2, ..., КС-6 получено, в основном, лишь качественное согласие расчетных и приведенных в статьях [1, 2] экспериментальных данных. Хорошее согласие расчета и эксперимента наблюдается лишь для некоторых характеристик, главным образом, для значений $k_{эф}$ всехборок и чисел реакций ${}^{238}\text{U}(n,\gamma)$ в отражателях. Эти данные могут быть рекомендованы в качестве ориентира при отработке и проверке расчетных средств в области ядерных реакторов. Другие экспериментальные данные могут быть востребованы, например, в качестве ориентира при оценке требований к используемой в аналогичных исследованиях измерительной аппаратуре.

2. По возмущениям реактивности, производимым в критическихборок КС-1, КС-2, КС-5 образцами делящихся и инертных веществ [3], установлены вполне удовлетворительная точность измеренных возмущений и их соответствие современным требованиям к интегральным ядерным данным, получаемым на критическихборок. Эти экспериментальные данные могут быть рекомендованы в качестве ориентира при отработке и проверке расчетных средств в области ядерных реакторов.

Список литературы

1. Малинкин А. А., Давиденко В. А., Колесов В. Ф., Кувшинов М. И., Сциборский Б. Д. Нейтронные характеристики критическихборок из ${}^{235}\text{U}(89,6\%)$ и ${}^{239}\text{Pu}$ без отражателей // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 95–101.

2. Малинкин А. А., Давиденко В. А., Колесов В. Ф., Кувшинов М. И., Сциборский Б. Д. Нейтронные характеристики критическихборок из ${}^{235}\text{U}(36\%)$, ${}^{235}\text{U}(89,6\%)$, ${}^{239}\text{Pu}$ и ${}^{233}\text{U}$ с урановым отражателем // Там же, с. 102–112.

3. Малинкин А. А., Давиденко В. А., Колесов В. Ф. Исследование возмущений реактивности в простых критическихборок // Вопросы атом-

ной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 113–120.

4. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П. и др. Методика С-007 решения методом Монте-Карло связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов // Вопросы атомной науки и техники, сер. Математическое моделирование физических процессов, 2011, вып. 1, с. 17–24.

5. Шагалиев Р. М., Шумилин В. А., Алексеев А. В. и др. Математические модели и методики решения многомерных задач переноса частиц и энергии, реализованные в комплексе САТУРН-3 // Там же, 1999, вып. 4, с. 20–26.

6. Колесов В. Ф., Гатилова Р. Я., Гударенко Л. Ф. и др. Положительный реактивный эффект в полых критических сборках на замедленных нейтронах // Атомная энергия, 2000, т. 88, вып. 5, с. 323–330.

7. Горелов В. П., Ильин В. И., Кайгородов А. А. и др. Экспериментальные исследования кинетики мгновенных нейтронов в размножающих системах с активной зоной из плутония // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 3–13.

8. Колесов В. Ф. Аperiodические импульсные реакторы, т. 1. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007.

9. Гордеев И. В., Кардашев Д. А., Малышев А. В. Справочник по ядерно-физическим константам для расчетов реакторов. – Москва: Атомиздат, 1960.

10. Окрент Д., Эйвери Р., Хаммел Х. Обзор теоретических и экспериментальных основ физики реактора на быстрых нейтронах. Доклад № 609,

представленный США на Первую Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955 // Экспериментальные реакторы и физика реакторов. – Москва: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1956.

11. Кодд Д., Шеферд Д., Тайт Д. Физика реакторов на быстрых нейтронах // Успехи в области ядерной энергии. – Москва: Изд-во иностранной литературы, 1958.

12. Casoli P., Authier N. Feasibility of reactivity worth measurements by perturbation method with Caliban and Silene experimental reactors // International conference on the physics of reactors «Nuclear power: A sustainable resource» (Interlaken, Switzerland, Sept. 14–19, 2008). PHYSOR–08, p. 635–642.

13. Hansen G. E., Maler C. Perturbation theory of reactivity coefficients for fast neutron critical systems // Nucl. Sci. and Eng., 1960, vol. 8, N 6, p. 532–542.

Контактная информация –
Колесов Владимир Федорович,
главный научный сотрудник ИЯРФ,
РФЯЦ-ВНИИЭФ

тел.: (831 30) 2–75–11,
e-mail: kolesov@expd.vniief.ru

Статья поступила в редакцию 19.07.2011.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 19–33.

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ДЕЙТРОНАМИ И НОВАЯ СТРУКТУРА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ*

В. И. Серов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Анализ экспериментальных данных по делению ядер в реакции (d, pf) позволяет сделать заключение, что имеется другой канал реакции деления через образование синглетного дейтрона и прямое резонансное заселение состояний во второй и третьей потенциальных ямах. При этом происходит неполная передача энергии реакции протону, так как делящееся ядро и протон находятся по разные стороны барьера деления. Впоследствии эта энергия проявляется либо как дополнительные нейтроны, либо как дополнительная кинетическая энергия осколков деления. Увеличенная ширина протонных пиков во втором потенциальном минимуме связана с трехчастичным характером заселения этих состояний. В реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ наблюдаются вращательная полоса с $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 3,0$ кэВ, отвечающая состояниям во второй потенциальной яме при $E_0^{mf1} = 2,60 \pm 0,02$ МэВ, и вращательная полоса в третьей потенциальной яме с $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 2,0$ кэВ и $E_0^{mf2} = 2,26 \pm 0,02$ МэВ. Выявлена система эквидистантных динейтронных состояний.

Ключевые слова: деление дейтронами, расщепление дейтронов, синглетный дейтрон, деформации, динейтронные состояния.

A NEW MECHANISM OF DEUTERON-INDUCED HEAVY NUCLEAR FISSION REACTION AND A NEW STRUCTURE OF EXCITED STATES / V. I. SEROV // Analysis of the experimental data on nuclear fission by (d, pf) reaction suggests a conclusion that there is another channel of fission reaction through generation of singlet deuteron and direct resonance population of the states in second and third potential wells. The wider proton peaks at second potential minimum are due to three-particle population pattern of these states. The $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ reaction shows a rotational band with $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 3.0$ keV that fits the states in second potential well at $E_0^{mf1} = 2.60 \pm 0.02$ MeV and a rotational band in third potential well with $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 2.0$ keV and $E_0^{mf2} = 2.26 \pm 0.02$ MeV. This involves incomplete transfer of reaction energy to the proton, which is observed subsequently either as extra neutrons or as complementary kinetic energy of fission fragments. Systems of equidistant dineutron states are identified.

Key words: fission by deuterons, splitting of deuterons, singlet deuteron, deformation, dineutron states.

Введение

Наши представления о делении нечетных ядер дейтронами через два канала реакции основаны на обнаружении резонансов в выходах нейтронов деления в реакциях $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ и $^{233}\text{U}(d, pf)$ [1, 2] при некоторых энергиях возбуждения $E^* < \varepsilon_n$ без соответствующих им изменений полной кинетической энергии осколков деления [3] (\overline{TKE}). Эти данные свидетельствуют о кажущемся дополни-

тельном выделении энергии при делении. Действительно, увеличенному выходу нейтронов деления, в среднем на 25 % при $E^* = 5,8$ МэВ, которому соответствует $\overline{\Delta\nu} = 0,6$ нейтрона, должно отвечать уменьшение \overline{TKE} на $\Delta\overline{TKE} \approx 3,5$ МэВ $\pm 1,0$ МэВ. Возможные изменения \overline{TKE} в этой области энергий возбуждения $< 0,3$ МэВ [3]. Это свидетельствует о неправильном определении E^* . В реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ положение этих резонансов совпадает с положением резонансов при образовании изоме-

* Статья публикуется в порядке дискуссии.

ра формы со временем жизни 4 нс [4], тем самым это указывает, что резонансы в выходах нейтронов деления обязаны состояниям во втором потенциальном минимуме. При этом резонансы в выходе нейтронов наблюдаются при регистрации всех нейтронов деления, а выход изомера формы составляет $\sim 10^{-4}$ относительно полного сечения деления.

В работе [3] наблюдалось резонансное возрастание \overline{TKE} на $\approx 2,5$ МэВ при $E^* = 4,60$ МэВ в измерениях под 0° относительно линейной зависимости \overline{TKE} в области E^* 4,0–9,0 МэВ в реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$.

В нашей работе [1] показано, что эти данные можно объяснить предположением о делении через образование синглетного дейтрона с кинетической энергией на 2,3 МэВ меньшей, чем энергия первичного дейтрона. В таком случае за счет больших размеров синглетного дейтрона резонансно может происходить прямое заселение состояний во второй и третьей потенциальных ямах, а за счет последующего деления через меньшие потенциальные барьеры вероятность этого канала реакции может превосходить деление через заселение состояний обычными дейтронами.

Такое заселение происходит в результате процесса распада трехчастичной системы, образованной из синглетного дейтрона и нечетного нейтрона начального ядра. При этом происходит уширение протонного пика, образованного после захвата дейтрона на возбужденные состояния во второй и третьей потенциальных ямах.

В этом случае происходит неполная передача энергии реакции протону, так как делящееся ядро и протон находятся по разные стороны барьера, и выражение (1) не всегда выполняется:

$$E_p = E_d - \varepsilon_d + \varepsilon_n - E^* - \Delta E, \quad (1)$$

где E^* – энергия возбуждения делящегося ядра; E_d – кинетическая энергия налетающего дейтрона; E_p – кинетическая энергия вылетающего протона; ε_d – энергия связи дейтрона; ε_n – энергия связи нейтрона в делящемся ядре; ΔE – небольшая поправка на движение центра масс системы.

Энергия реакции, не переданная протону при меньшей кинетической энергии синглетного дейтрона, передается делящемуся ядру и проявляется увеличением выхода нейтронов деления или возрастанием \overline{TKE} при соответствующих энергиях возбуждения. Однако при $E^* > 5,0$ МэВ энергия возбуждения делящегося ядра передается протону полностью и выражение (1) выполняется.

Вклад этого канала реакции может составлять 20 % при энергиях возбуждения выше барьера деления. Этот канал реакции деления проявляется и во взаимодействии тяжелых ядер с нейтронами, но с меньшей амплитудой, так как при взаимодействии с нейтронами преимущественно заселяются одночастичные состояния.

Взаимодействие дейтронов с тяжелыми ядрами вблизи границы ядра

Синглетным дейтроном мы назвали виртуальное состояние обычного дейтрона, в котором спины протона и нейтрона антипараллельны.

Энергия виртуального состояния составляет $\varepsilon \approx 70$ кэВ, т. е. система нестабильная, но время жизни этой системы достаточно для ее взаимодействия с начальным ядром.

Так, расщепление дейтрона в кулоновском поле тяжелого ядра и образование синглетного дейтрона происходит резонансно за счет взаимодействия протона и нейтрона с антипараллельными спинами [5]. Это произойдет на расстоянии $R = Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2 / 2,226 \approx 50$ Ферми от ядра. За счет взаимодействия протона и нейтрона с $\varepsilon_0 \approx 70$ кэВ на расстоянии 50 Ферми нейтрон может отклониться на расстояние $r = \sqrt{35 \cdot 10^3 / 5 \cdot 10^6 \cdot 50} \approx 4,5$ Ферми при $E_d = 12$ МэВ, что меньше размера тяжелого ядра, который составляет ≈ 8 Ферми.

Другой критической величиной при взаимодействии дейтрона с тяжелым ядром является энергия кулоновского взаимодействия налетающей системы с начальным ядром, равная примерно 8,0 МэВ = 2,3 МэВ + 5,646 МэВ, где 5,646 МэВ – энергия вырывания нечетного нейтрона из начального ядра ^{239}Pu . В этом случае за счет кулоновского взаимодействия налетающего синглетного дейтрона с начальным ядром может произойти вырывание нечетного нейтрона из начального ядра и образование трехчастичной системы с малой относительной энергией взаимодействующих частиц. Действительно, в наших исследованиях реакции для $^{232}\text{Th}(t, f)$ при $E_t = 9,31$ МэВ наблюдался минимум, обязанный образованию системы $(t, p2n)$ вблизи ядра [6]. И даже в этом случае расстояние центра тяжести системы от ядра составляет $R \approx 14$ Ферми, что также превосходит размер ядра.

Дальнейшее поведение этой системы определяется формой потенциальной энергии вблизи ядра. Согласно Струтинскому В. М., в зависимости потенциальной энергии от деформации делящегося ядра имеется второй минимум. Однако расчеты

для потенциала аксиально-симметричного гармонического осциллятора показывают, что может быть несколько потенциальных минимумов с деформациями, при которых отношение осей эллипсоида равно малым целым числам (1, 2, 3...) – см. фиг. 6.48 в [7]. В таком случае, при взаимодействии в образовавшейся трехчастичной системе, может быть заселение состояний во всех образовавшихся потенциальных минимумах, в соответствии с размерами и полной энергией трехчастичной системы. Согласно Базю А. И. [5], спектр третьей частицы (в данном случае, протона относительно дейтрона) в трехчастичном распаде определяется выражением

$$n(\varepsilon) = A_0 2 / \pi (\varepsilon_1 / E_0)^{3/2} 2 E_0 / \Gamma (\Gamma^2 / 4) / \left/ \left((\varepsilon - E_0)^2 + (\Gamma^2 / 4) \right) \sqrt{\varepsilon (E - \varepsilon)} d\varepsilon / 2\varepsilon_1, \quad (2) \right.$$

где A_0 – некоторая константа, не зависящая от энергии; ε_1 – константа размерности энергии, численно равная энергии, которую имеет частица с $\varepsilon_1 \approx \hbar^2 / 2\mu R^2$, массой μ , заключенная в объеме радиуса R ; $\Gamma/2$ – полуширина состояния в данной потенциальной яме; E_0 – энергия заселяемого состояния.

Эта зависимость имеет узкий резонанс вблизи E_0 . Ширина резонанса вокруг $\varepsilon = E_0$ при $\varepsilon_1 \approx E_0$ будет составлять

$$\Delta\varepsilon = \sqrt{E_0 / 2\Gamma} \cdot \Gamma,$$

т. е. может существенно превосходить естественную ширину уровня в данной потенциальной яме.

На рис. 1 графически изображена схема процесса. Можно предположить, что энергии основного состояния в первой и второй потенциальных ямах примерно одинаковы.

В таком случае для состояния с $E_0 = 4,9 - 2,3 = 2,6$ МэВ из реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ по данным [6], которое мы определили в [1] как основное во второй потенциальной яме, будем иметь

$$\Gamma = 2(\Delta\varepsilon)^2 / \varepsilon_0 \approx 8,3 \cdot 2 \cdot 10^6 / 2,6 \cdot 10^6 \approx 6 \text{ эВ}.$$

Экспериментальную ширину пика с $E_0 = 2,6$ МэВ согласно [6] мы приняли равной $5,6/2$ кэВ (энергетическое разрешение в работе составляло ≈ 3 кэВ).

Таким образом, уширение пиков в спектре протонов из реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ при $E^* = (4,9 - 5,3)$ МэВ обязано трехчастичному характеру заселения состояний. (При ширине пика 6 эВ мы наблюдаем общую ширину двух пиков $\sim 6,0$ кэВ.)

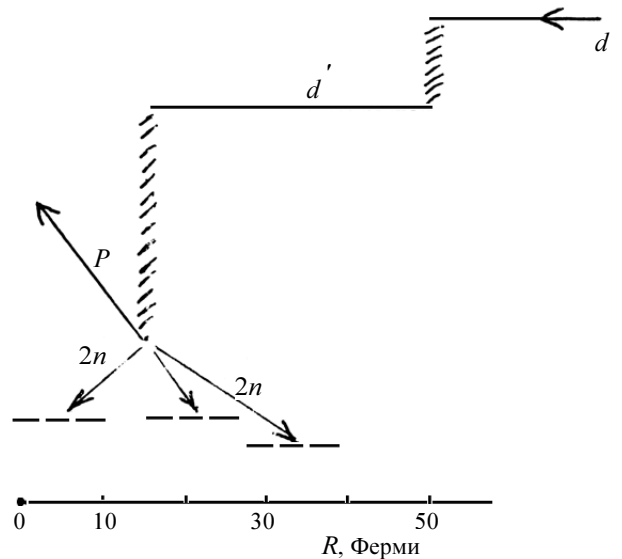


Рис. 1. Схема процесса с участием синглетного дейтрона

Деление $^{240}\text{Pu}^*$ в реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$

По современной модели деление ядер в реакции (d, pf) происходит после образования составного ядра в реакции (d, p) , заселения состояний в первой потенциальной яме и последующего деления через два барьера деления [6, 7]. Однако, как показывает сравнение экспериментальных данных реакций $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ и $^{233}\text{U}(d, pf)$, полученных с энергетическим разрешением < 7 кэВ, в рамках этих представлений не удастся получить описание узких резонансов в зависимости делимости ядра от энергии возбуждения (рис. 2).

На рис. 3 приведена зависимость делимости $P_f(E^*)$ для реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ по данным работы [7], измеренная с энергетическим разрешением 60 кэВ, и проведена аппроксимирующая кривая по минимальным значениям $P_f(E^*)$. Отклонения от этой кривой определяют области резонансов и потенциальных минимумов у ядра $^{240}\text{Pu}^*$.

Действительно, это согласуется с измеренной нами зависимостью анизотропии вылета осколков деления от энергии возбуждения в этой же реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ [2], приведенной на рис. 4.

Анизотропия вылета осколков деления является важной характеристикой процесса деления ядер и имеет характерные особенности при делении ядер с малым спином начального ядра. Видно, что наблюдаются отчетливые максимумы при $E^* = (5,8 \pm 0,05)$ МэВ, $(5,0 \pm 0,05)$ МэВ, $(4,6 \pm 0,1)$ МэВ, $(4,1 \pm 0,1)$ МэВ. Согласно квазиклассическим пред-

ставлениям, максимумы в зависимости анизотропии от энергии возбуждения находятся вблизи барьеров деления.

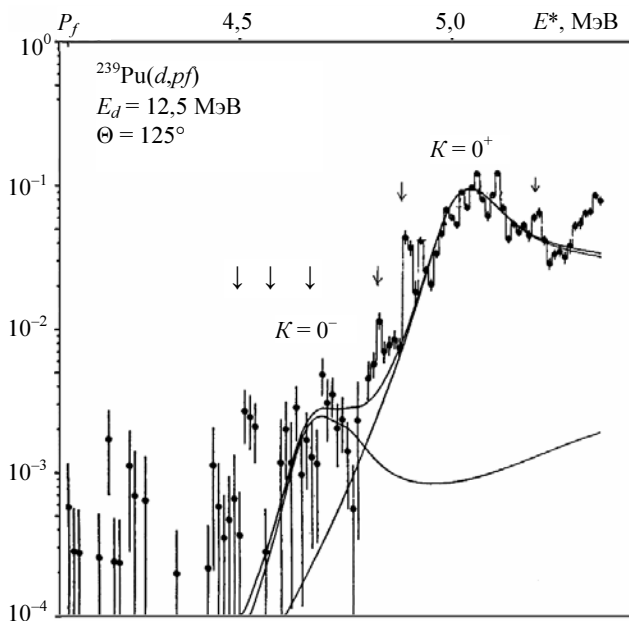


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные данные зависимости делимости ядра $^{240}\text{Pu}^*$ от энергии возбуждения [6]. Экспериментальные точки соответствуют усреднению по интервалу энергий возбуждения 10 кэВ. Пики, помеченные стрелками, отвечают энергиям возбуждения по (1) – 4,52 МэВ, 4,6 МэВ, 4,82 МэВ, 4,9 МэВ, 5,2 МэВ, соответственно

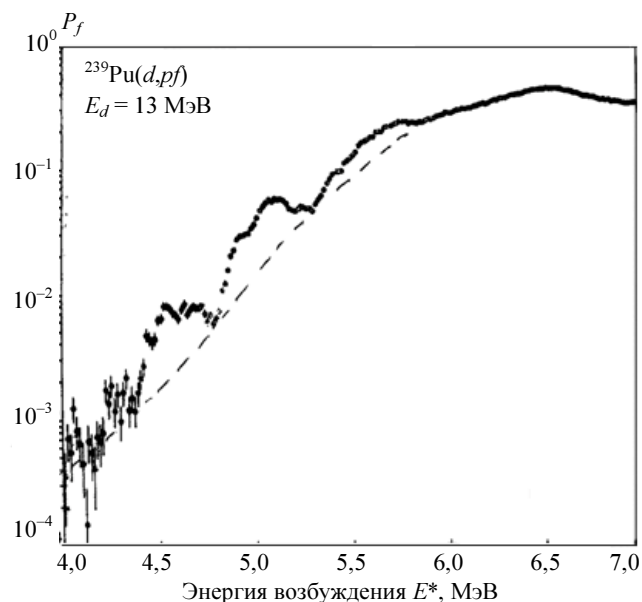


Рис. 3. Зависимость делимости ядра ^{240}Pu в реакции $^{239}\text{Pu}(d,pf)$ (эффект углового распределения игнорирован) [7]

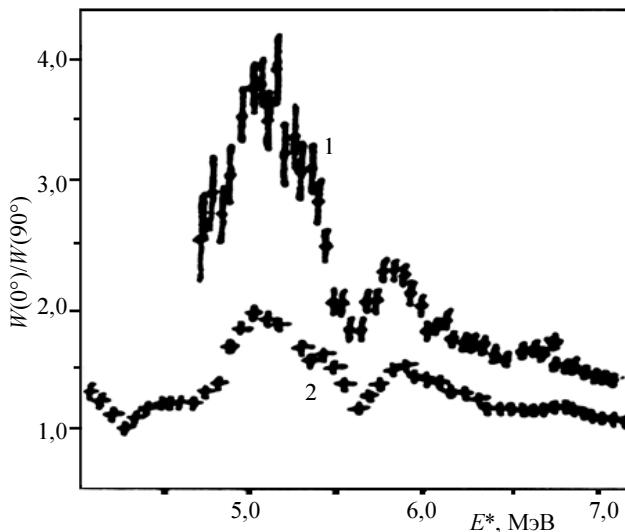


Рис. 4. Анизотропия вылета осколков деления: 1 – в реакции $^{239}\text{Pu}(d,pf)$ при $E_d = 15,0$ МэВ [12]; 2 – наши данные при $E_d = 11,7$ МэВ, $\Theta_p = 143^\circ$ [2]

Действительно, вблизи барьера деление происходит через состояния с $K = 0^+$. Анизотропия вылета осколков деления определяется отношением J/K , где J – полный момент делящегося ядра. После барьера деление с заметной вероятностью происходит и через состояния с другими значениями K , а с ростом энергии возбуждения возрастают значения J -состояний, через которые происходит деление. В таком случае величина анизотропии в зависимости от энергии возбуждения достигает своего максимума на барьере деления при энергетическом разрешении ΔE , существенно большем среднего расстояния между уровнями делящегося ядра.

Поэтому у делящегося ядра $^{240}\text{Pu}^*$ можно ожидать, по крайней мере, четыре барьера деления при $E_A = (5,8 \pm 0,05)$ МэВ, $E_B = (5,0 \pm 0,05)$ МэВ, $E_C = (4,6 \pm 0,1)$ МэВ и $E_D = (4,1 \pm 0,1)$ МэВ и три потенциальные ямы между ними при $E^* = (5,3 - 6,2)$ МэВ, $(4,8 - 5,3)$ МэВ, и $(4,3 - 4,8)$ МэВ.

Попробуем определить характеристики возбужденных состояний, находящихся в этих потенциальных минимумах. На рис. 5 приведен спектр протонов из реакции $^{239}\text{Pu}(d,pf)$ из работы [6], измеренный с энергетическим разрешением 3 кэВ. Мы уже в [1] определили, что пик при $E^* = 4,9$ МэВ обязан возбужденным состояниям при $E_0 = 2,60$ МэВ в первой и второй потенциальных ямах, возбуждаемых синглетным дейтроном, с вероятным расстоянием между уровнями ≈ 3 кэВ. Согласно зависимости потенциала, в форме осциллятора могут наблюдаться эквидистантные состояния [5]. В таком случае наблюдающийся дублет при $E^* \approx 5,2$ МэВ

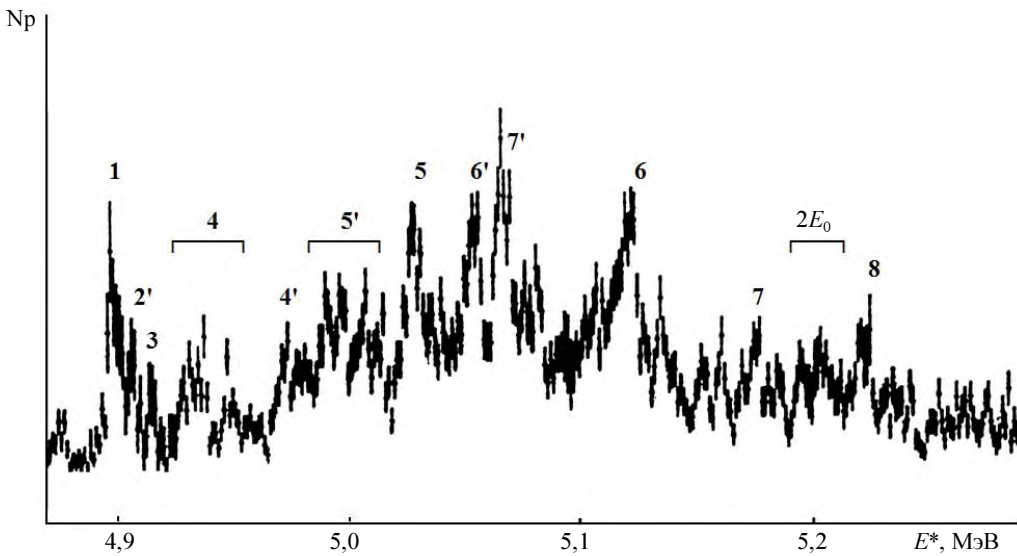


Рис. 5. Спектр протонов реакции $^{239}\text{Pu}(d,pf)$ из [6], разрешение по энергии – 3 кэВ

с расстоянием между уровнями ≈ 7 кэВ скорее всего и является таким состоянием. При $E^* \approx 2,6$ МэВ эти состояния составляли один общий пик с полушириной 5,6 кэВ, а при $E^* = 5,2$ МэВ эти состояния разделились. С другой стороны, состояние, обозначенное цифрой 3, можно принять за второе вращательное состояние во второй потенциальной яме с $\Delta E = \hbar^2/2\mathfrak{I} \cdot (J \cdot (J+1)) = 18$ кэВ и $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 3,0$ кэВ. Мультиплет состояний, обозначенный цифрой 4, обязан расщеплению (за счет снятия вырождения по L) вращательного состояния с $\hbar^2/2\mathfrak{I} \approx 6,6$ кэВ в первой потенциальной яме и $\Delta E^* = 40$ кэВ. С этими представлениями согласуются и положения состояний 5, 6, и 8, заселяемых при $\mathfrak{I} = 6^+, 8^+$ и 10^+ во второй потенциальной яме при $\Delta E^* = 128 \pm 3, 223 \pm 3, 326 \pm 3$ и $\hbar^2/2\mathfrak{I} = (3,0 \pm 0,1)$ кэВ в соответствии с формулой $E = E_0 + \hbar^2/2\mathfrak{I} \cdot \mathfrak{I}(\mathfrak{I}+1)$ и $E_0 = 2,60$ МэВ. Ширины этих состояний также > 5 кэВ.

Видно также, что вблизи основания пика 5 наблюдается сложная структура состояний, которая может быть обязана вращательному состоянию с примерно вдвое большей величиной $\hbar^2/2\mathfrak{I}$, чем у состояния с $\Delta E^* = 128$ кэВ при $\hbar^2/2\mathfrak{I} \approx 3,0$ кэВ, так как этим состояниям отвечают разные значения $J = 6^+$ во второй потенциальной яме и $J = 4^+$ в первой потенциальной яме. В таком случае структура (пик 7) при $\Delta E^* = 281$ кэВ может быть обязана вращательному состоянию с $J = 8^+$ и $\hbar^2/2\mathfrak{I} \approx 6,8$ кэВ в первой потенциальной яме.

Таким образом, мы отчетливо наблюдаем относительно широкие пики с полушириной > 5 кэВ, соответствующие вращательным состояниям во второй потенциальной яме с $E_0 = 2,60$ МэВ и $\hbar^2/2\mathfrak{I} =$

$= (3,0 \pm 0,1)$ кэВ, и мультиплетную группу состояний (за счет снятия вырождения по L) с примерно вдвое меньшим моментом инерции и $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 6,7$ кэВ и практически с тем же значением E_0 .

В этой же области энергий возбуждения наблюдаются и состояния, которые могут быть обязаны кулоновскому возбуждению синглетным дейтроном уровней начального ядра ^{239}Pu , также отсчитываемых от $E_0 = 2,60$ МэВ.

В таком случае находит объяснение основная часть протонных пиков в области 4,9 – 5,25 МэВ.

Проанализируем область энергий возбуждения 4,4 – 4,85 МэВ в зависимости делимости ядра $^{240}\text{Pu}^*$ от E^* , приведенную на рис. 2. Наиболее характерными здесь являются узкие интенсивные пики при $E^* = 4,52$ и 4,82 МэВ и в такой же степени интенсивные возрастания при $E^* = 4,6$ и 4,69 МэВ.

Все эти данные можно согласованно объяснить тем, что при $E^* = (4,52 \pm 0,01)$ МэВ находится второе динейтронное состояние в третьей потенциальной яме. Последующие экспериментальные данные не противоречат положению, что основное состояние $^{240}\text{Pu}^*$ в третьей потенциальной яме находится при $E^* = (4,60 - 2,30) = (2,30 \pm 0,02)$ МэВ, а пики, ответственные за вращательные состояния с $J = 6^+$ и 10^+ в третьей потенциальной яме, находятся при $E^* = (4,69 - 2,30) = 2,39$ МэВ и $E^* = (4,82 - 2,30) = 2,52$ МэВ.

В таком случае величина $\hbar^2/2\mathfrak{I}$ может быть равной $\hbar^2/2\mathfrak{I} = (2,52 - 2,3)/(J \cdot (J+1)) = 2,0$ кэВ и $\hbar^2/2\mathfrak{I} = (2,39 - 2,3)/(J \cdot (J+1)) = 2,15$ кэВ. Поэтому наиболее вероятным значением является $\hbar^2/2\mathfrak{I} = (2,0 \pm 0,1)$ кэВ, а величина E_0 имеет наиболее вероятное значение $E_0 = (2,26 \pm 0,02)$ МэВ как ос-

новное состояние в третьей потенциальной яме.

На рис. 6 приведены полученные в отдельном эксперименте данные об изменении распределения осколков деления по массам (кинетическим энергиям) в области резонанса $E^* = (7,80 \pm 0,10)$ МэВ в реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ при ширине резонанса $\approx 0,3$ МэВ [8]. В эксперименте все осколки деления были разделены на три группы: область наиболее легких и соответствующих им наиболее тяжелых осколков деления (наиболее энергичных и имеющих наименьшую кинетическую энергию) (область I), область наиболее вероятных осколков деления (область II) и область осколков деления равных энергий (область III). Исследовалось относительное изменение выходов разных групп осколков деления в зависимости от E^* .

Видно, что при $E^* = (5,32 \pm 0,1)$ МэВ, $E^* = (6,8 \pm 0,1)$ МэВ и $E^* = (7,8 \pm 0,1)$ МэВ наблюдаются заметные изменения в распределении осколков деления по массам. Эти изменения наиболее правдоподобно можно связать с испусканием околomagических осколков деления (область масс 128–134). Энергия $5,32 \pm 0,1$ МэВ близка к энергии второго динейтронного состояния во второй потенциальной яме, а энергии возбуждения $7,8 \pm 0,1$ МэВ и $6,8 \pm 0,1$ МэВ отвечают третьим динейтронным состояниям во втором $3 \cdot 2,6 = 7,8$ МэВ и третьем $3 \cdot 2,26 = 6,8$ МэВ потенциальных минимумах.

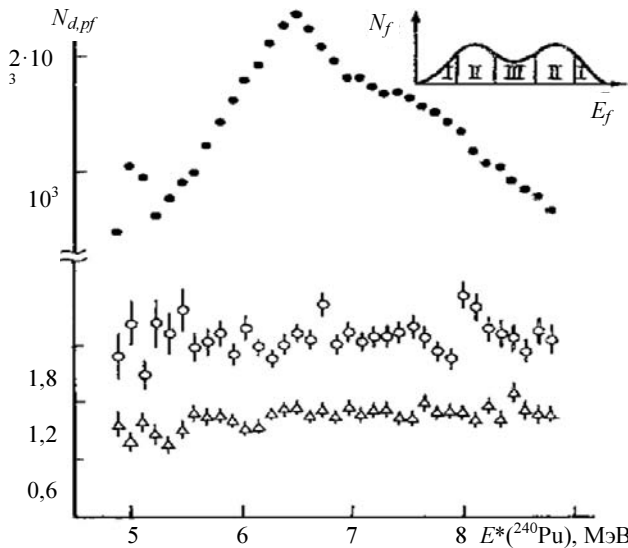


Рис. 6. Результаты исследования реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ при $E_d = 11,7$ МэВ: ● – сечение реакции; ○ – отношение данных для группы осколков, соответствующих наиболее вероятному делению (область II), и группы осколков равных энергий (область III), $\theta_f = 90^\circ$; Δ – отношение данных для группы осколков, соответствующих асимметричному делению (область I), и группы осколков равных энергий (область III), $\theta_f = 0$. В правом верхнем углу приведен спектр осколков деления

Особенности деления ^{239}Pu нейтронами и в реакции (d, pf)

Рассмотрим, как проявляются динейтронные состояния при взаимодействии тяжелых ядер с нейтронами. Уже ранее [11] мы установили, что динейтронные состояния проявляются не только в делимостях, но и в изменении таких характеристик деления, как $\nu_p(E_n)$ и $TKE(E^*)$.

На рис. 7 приведены данные о зависимости среднего числа мгновенных нейтронов, приходящихся на акт деления ν_p из работы [9] для реакции $^{239}\text{Pu}(n, f)$. Видно, что при $E_n = 1,26$ МэВ наблюдается небольшое, но статистически значимое уменьшение ν_p на 3,5 % при точности 1 % и одновременное уменьшение \bar{E}_k осколков деления на 0,15 МэВ при возможной ошибке $\pm 0,05$ МэВ. Эта энергия нейтронов отвечает энергии возбуждения 7,8 МэВ, которая совпадает с энергией возбуждения, при которой происходит перераспределение осколков деления по массам, и соответствует положению третьего динейтронного состояния $2,6 \cdot 3 = 7,80$ МэВ во второй потенциальной яме.

Нерегулярности в ν_p и TKE и изменения распределения осколков деления по массам свидетельствуют о существовании специфических состояний, о чем мы уже писали ранее [10].

Наблюдающиеся отклонения в ν_p и \bar{E}_k , на первый взгляд, невелики. Однако при вкладе этого канала реакции $\sim 20\%$ отклонение ν_p нужно увеличить в ~ 5 раз, и ему будет отвечать меньшее значение ν_p .

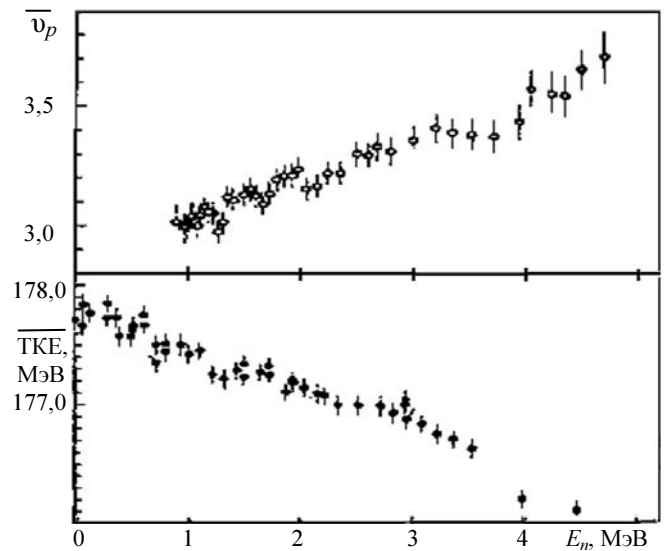


Рис. 7. Зависимость $\bar{\nu}_p$ и \overline{TKE} от энергии быстрых нейтронов при делении ^{239}Pu [9]

И действительно, уменьшение выхода нейтронов деления по направлению движения осколков деления в реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$, по нашим данным (рис. 8), при $E^* = 7,8$ МэВ уже $\approx 15\%$, а при $E^* = 5,75$ МэВ увеличение на $\approx 30\%$, что означает существенно больший вклад этого канала реакции в делении дейтронами.

При измеренной с хорошей точностью зависимости $\nu_p(E_n)$ в реакции с нейтронами и наличием заметного числа точек (15), согласующихся с этой зависимостью в области $E^* = (5,5 - 9,0)$ МэВ, указанное уменьшение выхода нейтронов в реакции (d, pf) при $E^* = 7,8$ МэВ является несомненным.

Появление такого характерного изменения выхода нейтронов для данного канала реакции в резонансах – при $E^* < \varepsilon_n$ увеличение, а при $E^* > \varepsilon_n$ умень-

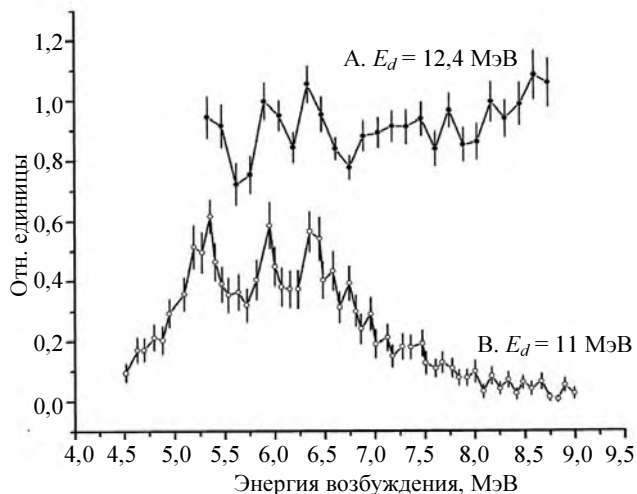


Рис. 8. Выход нейтронов деления по направлению движения осколков деления из реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ при $E_d = 12,4$ МэВ [1] (A) и дифференциальное поперечное сечение образования изомера формы $^{240}\text{Pu}^{mf}$ [4] (B)

шение – обязано тому, что при $E^* - \varepsilon_n = E_n > 0$ эмиссия нейтронов является конкурирующим процессом по отношению к делению. Из-за связи нейтронного и делительного каналов в резонансе при увеличении выхода нейтронов в нейтронном канале происходит обеднение нейтронами делящегося ядра, что и проявляется в уменьшении ν_p при делении.

Разная ширина резонансов в нейтронном канале и в реакции (d, pf) означает, что состояния, которым соответствуют резонансы двухчастичные, – динейтронные, а в одночастичном нейтронном канале их ширина мала.

Увеличение ширины резонансов в реакции (d, pf) при $E^* > \varepsilon_n$ связано с тем, что в области $E^* - \varepsilon_n > 0$ связанного динейтрона не существует. Видно также, что энергии возбуждения резонансов при $E^* > 5,0$ МэВ соответствуют их определению по формуле (1). По-видимому, это связано с тем, что энергия 2,30 МэВ, затраченная на развал дейтрона на первом этапе реакции при энергиях возбуждения меньших высот барьеров деления, передается делящемуся ядру впоследствии, а при E^* больших высот барьеров деления – участвует в общем энергетическом балансе с начала процесса деления.

Попробуем обнаружить в экспериментах резонансы в делимостях ядер, за счет заселения состояний в первой потенциальной яме в реакции (d, pf) с обычными дейтронами и обязанными состояниям изомеров формы во второй и третьей потенциальных ямах. На рис. 9 приведена область низких энергий возбуждения из работы [7]. Видно, что в области $E^* = (2,0 - 2,5)$ МэВ имеется один участок при $E^* = 2,22 \pm 0,03$ МэВ, в котором на-

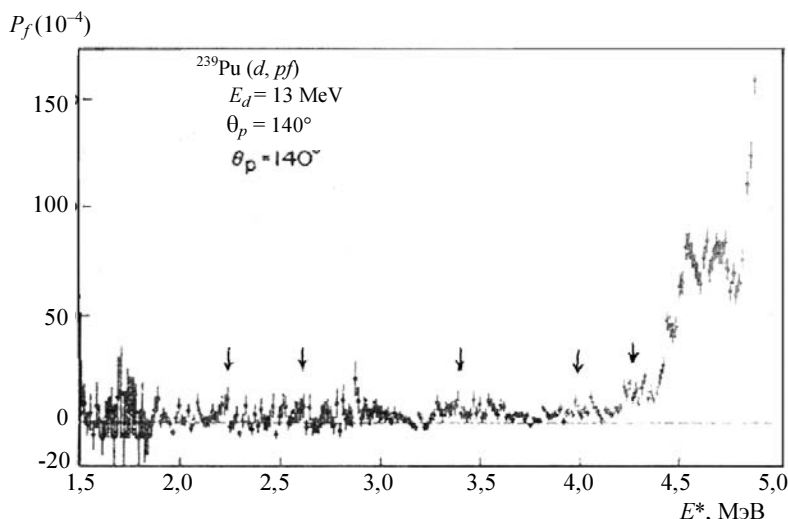


Рис. 9. Зависимость делимости ядра $^{240}\text{Pu}^*$ в реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ в области $E^* < 4,5$ МэВ по данным [8]

наблюдается превышение над фоном в трех соседних точках. Эта энергия возбуждения близка к положению основного состояния изомера в третьей потенциальной яме. Следующий участок энергий возбуждения, которому отвечает реальное превышение над «фоновым» значением, в нескольких точках отвечает энергии возбуждения $E^* = 2,60 \pm 0,03$ МэВ. А эта энергия возбуждения близка к энергии основного состояния изомера во второй потенциальной яме. Дальнейший анализ менее однозначен с учетом ожидаемого расщепления уровней при делении из состояний с $J \neq 0$, заселяемых в первой потенциальной яме. Тем не менее положения некоторых вибрационных состояний из работы [11] близки к возрастаниям делимости в областях $E^* = (0,785 - 0,838) + 2,6$ МэВ и $E^* = (1,00 - 1,56) + 2,6$ МэВ с учетом энергии нижнего состояния изомера формы во второй потенциальной яме.

И наблюдающиеся в [4] резонансы в выходе изомера $^{240}\text{Pu}^{mf1}$ со временем жизни 4 нс при $E^* = 4,0$ МэВ и $E^* = 4,3$ МэВ можно объяснить возбуждением вибрационных состояний во второй потенциальной яме с $E^* \sim 2,6 + 1,397$ МэВ и $E^* \sim 2,6 + 1,680$ МэВ [11].

Видно также, что и при более низких энергиях возбуждения ($E^* \approx 1,9$ МэВ) имеются заметные превышения над фоном. Следовательно, имеется минимум и при меньшем значении $\hbar^2/2\mathfrak{I} < 2$.

Таким образом, в области низких энергий возбуждения ^{240}Pu $E^* < 4,5$ МэВ наблюдаются фактически те же возбужденные состояния, как и при больших энергиях возбуждения, различающиеся только заселением состояний в разных потенциальных ямах при взаимодействии ^{239}Pu с обычными и синглетными дейтронами.

Заключение

Проведенный анализ экспериментальных данных по делению ядер в реакции $^{239}\text{Pu} (d, pf)$ показывает, что только измерения разных характеристик деления (делимостей ядер, угловых распределений осколков деления и их кинетической энергии, выходов нейтронов деления и γ -квантов) позволяют сделать правильное заключение о происходящих процессах. Необходим полный опыт.

Исследования различных характеристик деления в реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ приводят к заключению о существовании двух каналов деления в реакции (d, pf) . Второй канал реакции связан с предварительным резонансным образованием синглетного

дейтрона вдали от ядра с кинетической энергией на 2,3 МэВ меньшей, чем энергия налетающего дейтрона, вследствие чего протону передается не вся энергия реакции. При этом происходит прямое резонансное заселение состояний во второй и третьей потенциальных ямах через образование трехчастичной системы. Так деление ядра при этом процессе через основное состояние изомера формы во второй потенциальной яме в $\sim 10^2$ раз превосходит делимость ядра через заселение этого состояния в первой потенциальной яме в реакции (d, pf) с обычными дейтронами. Не переданная энергия реакции протону впоследствии передается делящемуся ядру и выделяется либо в виде дополнительных нейтронов (во второй потенциальной яме), либо в виде дополнительной кинетической энергии осколков деления (в третьей потенциальной яме). Заселение возбужденных состояний во всех потенциальных минимумах в трехчастичной реакции приводит к уширению протонных пиков.

В реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ наблюдаются вращательные состояния с $\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} = 3,0$ кэВ, $E_0^{mf1} = 2,60$ МэВ, отвечающие состояниям во второй потенциальной яме и $\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} = 2,0$ кэВ, $E_0^{mf2} = 2,26$ МэВ, отвечающие состояниям в третьей потенциальной яме.

Синглетным дейтроном с заметной вероятностью возбуждаются нижние состояния ^{239}Pu , которые суммируются с основным состоянием изомера формы во второй потенциальной яме.

В реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ наблюдаются системы эквидистантных двухчастичных динейтронных состояний, которые помогают определять положения основных состояний изомеров формы.

Выявление процесса деления через заселение состояний обычными дейтронами во второй и третьей потенциальных ямах при тех же энергиях возбуждения подтверждает сделанное заключение о наличии двух каналов деления.

Автор благодарен научному руководству РФЯЦ-ВНИИЭФ за поддержку этой работы на всех этапах и профессору Оганесяну Ю. Ц. за полезные обсуждения.

Список литературы

1. Серов В. И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2008, т. 72, № 3. С. 432.
2. Андреев М. Ф., Гладков В. В., Завгородний В. А., Серов В. И. // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 1345.

3. Patin Y., Jackar J., Sigand J. // Нейтронная физика, часть 5. Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9–13 июня 1975 г. С. 300.

4. Goerlach U., Habs D., Just M. et al. // *Z. für Phys.*, 1978, A287. P. 171

5. Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. А. // Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. – М.: Наука, 1971, изд. 2, с. 334.

6. Glassel P., Rosler U. et al. // *Nucl. Phys.* 1976. A256. P. 220.

7. Goldstone P. D., Hophins F., Malmin R. E. et al. // *Phys. Rev.* 1978. Vol. 18. P. 1706.

8. Андреев М. Ф., Большаков Ю. М., Гладков В. В., Завгородний В. А., Серов В. И. // *ЯФ.* 1990, т. 51, с. 942–951.

9. Savin M. V., Chochlov Yu. A., Zamjatin Yu. S. et al. // *Nucl. Data for reactors*, Vienna, JAF A, 1970, vol. 11, p. 157.

10. Серов В. И., Абрамович С. Н., Карпешин Ф. Ф. // *Изв. РАН. Сер. физ.*, 2001, т. 65, № 11, с. 1544.

11. Reiter P., Pansegrau D., Ender C. et al. // *Proc. XV. Nucl. Phys. Divis. Conf. Low Energy Nucl. Dynamics*, April, 18–22. 1995, St. Petersburg. Russia.

12. Britt H. C., Rickey F. A. and Hall W. S. // *Phys. Rev.*, 1968, vol. 175, p. 1525.

Контактная информация –
Серов Виктор Иванович
тел.: (83130) 7-74-47

Статья поступила в редакцию 30.06.2011.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 34–42.

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКТОРА БИГР

М. А. Овчинников, Г. Н. Пикулина, В. Н. Богданов, А. М. Пичугин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

В РФЯЦ-ВНИИЭФ с 1977 г. успешно функционирует реактор БИГР, единственный в мире импульсный реактор самогасящего действия на быстрых нейтронах, активная зона которого выполнена из дисперсионного уран-графитового топлива.

Представлено описание автоматизированной системы измерения физических характеристик реактора БИГР, приведены ее технические параметры, принципы построения аппаратно-программной структуры. Система предназначена для регистрации физических характеристик реактора в импульсном, квазиимпульсном и статическом режимах работы БИГР, формирования сигналов на управление органами регулирования реактивности и аварийных сигналов.

Ключевые слова: автоматизированная система, камак-крейт, камак-модуль, подсистема, органы регулирования реактивности, активная зона, система управления и защиты, измерительный канал, форма импульса, форма зависимости мощности.

AUTOMIZED SYSTEM AIMED AT MEASURING AND CONTROLLING PHYSICAL CHARACTERISTICS BGR REACTOR / M. A. OVCHINNIKOV, G. N. PIKULINA, V. N. BOGDANOV, A. M. PICHUGIN // Since the year of 1977 there has been successfully operated in VNIIEF the BGR reactor that is a unique representative of self-extinguishing pulse fast-neutron reactor its core being made of dispersive graphite-uranium fuel.

There is presented a description of the computerized control system aimed at measuring and controlling BGR reactor physical characteristics, its engineering parameters and principles of its hardware-software. The system is designed to register reactor physical characteristics in pulse, quasi-pulse and static modes of BGR operation. It should also generate signals to realize reactivity regulating units control and alarms.

Key words: automized system, camac crate, camac unit, subsystem, reactivity regulating units, core region, control and protecting system, measuring channel, pulse shape, power dependence shape.

Введение

Реактор БИГР (быстрый импульсный графитовый реактор) относится к классу аperiodических исследовательских импульсных реакторов. По флюенсу нейтронов и дозе γ -излучения за импульс БИГР в 10 раз превосходит другие лучшие отечественные и зарубежные быстрые импульсные реакторы [1].

Реактор имеет следующие технические характеристики [2]:

– максимальное энерговыделение в импульсном и квазиимпульсном режимах – 280 МДж ($\sim 10^{19}$ делений), энерговыделение в статическом пуске – до 500 МДж в сутки;

– минимальная длительность импульса на полувысоте ~ 2 мс, длительность квазиимпульса – от 0,5 до 1000 с;

– минимальный период разгона в импульсном пуске – ~ 500 мкс;

– мощность в пике импульса – до 75 ГВт, мощность квазиимпульса от 0,1 до $1,5 \cdot 10^3$ МВт, мощность в статическом пуске – до 500 кВт;

– максимальная температура материала активной зоны (АЗ) реактора в точках регистрации – ~ 500 °С.

Установка рассчитана на эксплуатацию в импульсном, квазиимпульсном, статическом, подготовительном режимах и в режиме подготовки эксперимента.

Эффективность проведения экспериментов зависит не только от характеристик и параметров реактора, но также и от качества регистрирующих и измерительных средств, к которым относится разработанная автоматизированная система измерения физических характеристик АСИФХ–БИГР.

Внедрение АСИФХ–БИГР позволило расширить функциональность системы управления и защиты (СУЗ) реактора и повысить надежность и информативность (за счет расширения диапазона измерения величин по времени и амплитуде) регистрации основных параметров реактора БИГР и, соответственно, ядерную безопасность работ, проводимых на данной установке.

Функциональная структура АСИФХ–БИГР

В состав системы АСИФХ–БИГР входят четыре подсистемы, которые обеспечивают работу реактора:

- подсистема РФИ (регистрации формы импульса), используемая в импульсном режиме работы реактора (два независимых измерительных канала);
- подсистема «Облако», используемая в квазиимпульсном и статическом режимах работы реактора (два независимых измерительных канала);
- подсистема РВСС (регистрации времен срабатывания сигналов защиты и контактных датчиков), используемая во всех режимах работы (16 дискретных сигналов);
- подсистема ИТМ (измерения температуры материала) АЗ реактора, используемая во всех режимах работа реактора (четыре канала).

Структура системы представлена на рис. 1.

Электронные блоки подсистем РФИ, «Облако», РВСС разработаны и изготовлены в стандарте КАМАК и размещены в двух КАМАК-крейтах. При этом КАМАК-модули независимых каналов 1 и 2 подсистем РФИ и «Облако» располагаются в разных крейтах – первом и втором, соответственно.

Для управления АСИФХ–БИГР используется персональный компьютер (ПК), предназначенный для функционирования управляющего программного обеспечения и хранения зарегистрированных данных. Микропроцессорный контроллер крейта МКК-104 представляет собой модуль, включающий в свой состав микроЭВМ на базе стандартной платы фирмы «ADVANTECH» типа РСА-6773 и встраиваемый в КАМАК-крейт. Для связи подсистем, в состав которых входят КАМАК-модули, с ПК используются два прямых контроллера крейта ПКК. Для связи блока ИТМ с ПК используется интерфейс ввода-вывода RS-232/422/485.

Подсистема РФИ предназначена для регистрации формы импульса реактора на мгновенных нейтронах. Обработка полученной информации и расчет параметров импульса производится автоматически. Вывод информации о параметрах импульса (максимальная мощность зарегистрированного импульса; ширина импульса на полувысоте; полное энерговыделение; энерговыделение в быстрой части; период разгона реактора) осуществляется в графическом и цифровом виде на дисплей по окончании процесса регистрации. Все полученные данные сохраняются в текстовом файле.

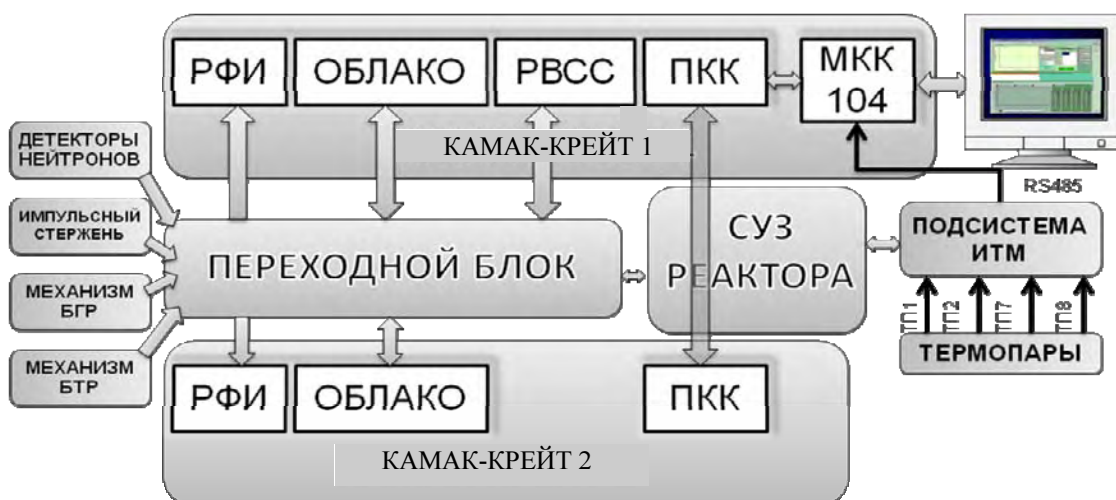


Рис. 1. Структура системы АСИФХ–БИГР

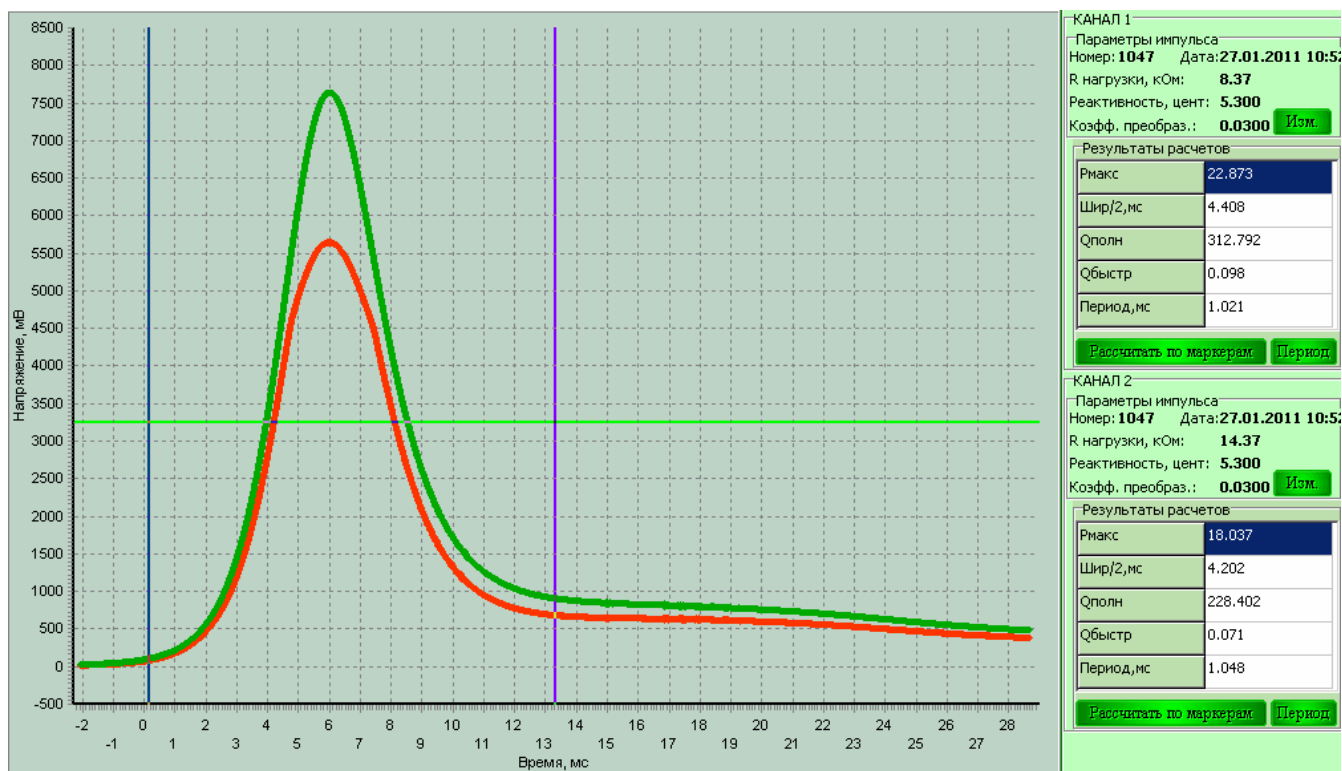


Рис. 2. Форма импульса делений реактора, зарегистрированного подсистемой РФИ

Аппаратная часть подсистемы РФИ выполнена в стандарте КАМАК. Каждый канал размещен в отдельном крейте и содержит следующие КАМАК-модули:

- модуль запуска МЗ-1 (порог запуска – ± 100 мВ; выход – ТТЛ-сигнал; $t_{и} \sim 3$ мкс);
- широкодиапазонный аналого-цифровой регистратор ШАР [3] (динамический диапазон – от 0 до 10^5 ; частота дискретизации – от 1 до 65 МГц; полоса – от 0,5 до 30 МГц; относительная погрешность – $\pm 0,5$ %);
- регистр выходной релейный РВР (6 релейных выходов для подключения камер типа КНК-15).

В качестве примера функционирования подсистемы РФИ приведена зарегистрированная форма импульса делений реактора, показанная на рис. 2. Справа от графика представлены расчетные значения параметров зарегистрированных импульсов.

Подсистема «Облако» обеспечивает регистрацию зависимости мощности реактора от времени в квазиимпульсном и статическом режимах его работы при изменении мощности в пределах не менее пяти порядков. Погрешность измерения тока детектора нейтронов составляет не более 1 % (допускается не более 5 % в пределах первой регистрируемой декады). Подсистема «Облако» реа-

лизует также защитные функции, формируя сигналы в СУЗ реактора для сброса органов регулирования реактивности (ОРР) при достижении установленного программно- или аппаратно-предельного значения энерговыделения реактора. Данная подсистема управляет перемещением ОРР в процессе развития квазиимпульса для формирования заданного профиля мощности реактора.

Аппаратная часть подсистемы «Облако» выполнена в стандарте КАМАК. Каждый канал размещен в отдельном крейте и содержит следующие КАМАК-модули:

- преобразователь ток–частота ПТЧ для подключения детектора нейтронов на основе камеры деления КНК57 (диапазон токов – от 10^{-9} до 10^{-4} А; крутизна измерений – 100 Гц/нА; точность – не хуже 1 %);
- регистр выходной релейный РВР1 для формирования сигналов управления для ОРР реактора;
- счетный канал интенсивметра СКИН (частота входных сигналов – от 0 до 10^5 имп./с; время экспозиции – от 10 мс до 10 с; предельное число отсчетов – от 100 до $6,5 \cdot 10^6$ с шагом 100 импульсов).

Обработка полученной информации в подсистеме «Облако» производится автоматически в ходе измерений. Электрический ток, поступающий от детекторов нейтронов, преобразуется в частоту

следования импульсов, которые регистрируются модулем счетного канала СКИН за установленный оператором период измерения (от 10 мс до 10 с). В подсистеме «Облако» ведется суммирование зарегистрированных импульсов и перерасчет их в мощность реактора и суммарное энерговыделение. Все полученные данные сохраняются в текстовом файле.

Характерная форма квазиимпульса делений, зарегистрированная при работе подсистемы «Облако» в квазиимпульсном режиме работы реактора с регулированием реактивности, приведена на рис. 3.

Подсистема РВСС предназначена для измерения временных интервалов от момента сигнала пуска (за запускающий сигнал может быть принят любой сигнал аварийной защиты или контактных датчиков СУЗ) до момента прихода остальных сигналов, поступающих на вход РВСС от СУЗ. Диапазон регистрируемых времен – от 10^{-6} до 4000 с. По окончании регистрации записанная информация выводится в цифровом виде на экран компьютера и сохраняется в текстовом файле.

Аппаратная часть подсистемы РВСС выполнена в стандарте КАМАК. Она содержит следующие КАМАК-модули:

- блок оптоэлектронных развязок БОР2 (количество каналов – 17; развязка – 1000 В постоянного тока);

- контроллер времен срабатывания КВС1 (измерение временных интервалов – от 10^{-6} до 4000 с; количество каналов – 17).

Подсистема ИТМ служит для измерения температуры материала активной зоны (АЗ) реактора при помощи четырех термопар (четыре канала измерения). Каждый канал подсистемы вырабатывает аппаратный сигнал в СУЗ реактора на сброс ОРР при превышении допустимого значения зарегистрированной температуры ($500\text{ }^{\circ}\text{C}$) топливного материала в АЗ реактора.

Измерение и отображение температуры обеспечиваются в диапазоне от 10 до $500\text{ }^{\circ}\text{C}$ (максимальная регистрируемая температура в ИТМ – $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$) и осуществляются постоянно в ходе работы АСИФХ. Зарегистрированные данные от четырех термопар сохраняются в текстовом файле. Подсистема ИТМ оснащена средствами проверки выработки сигнала на аварийный сброс при превышении максимально допустимой температуры АЗ.

График, представленный на рис. 4, отображает значения температур, которые регистрировались при помощи четырех термопар, в ходе измерений при работе реактора в статическом режиме.

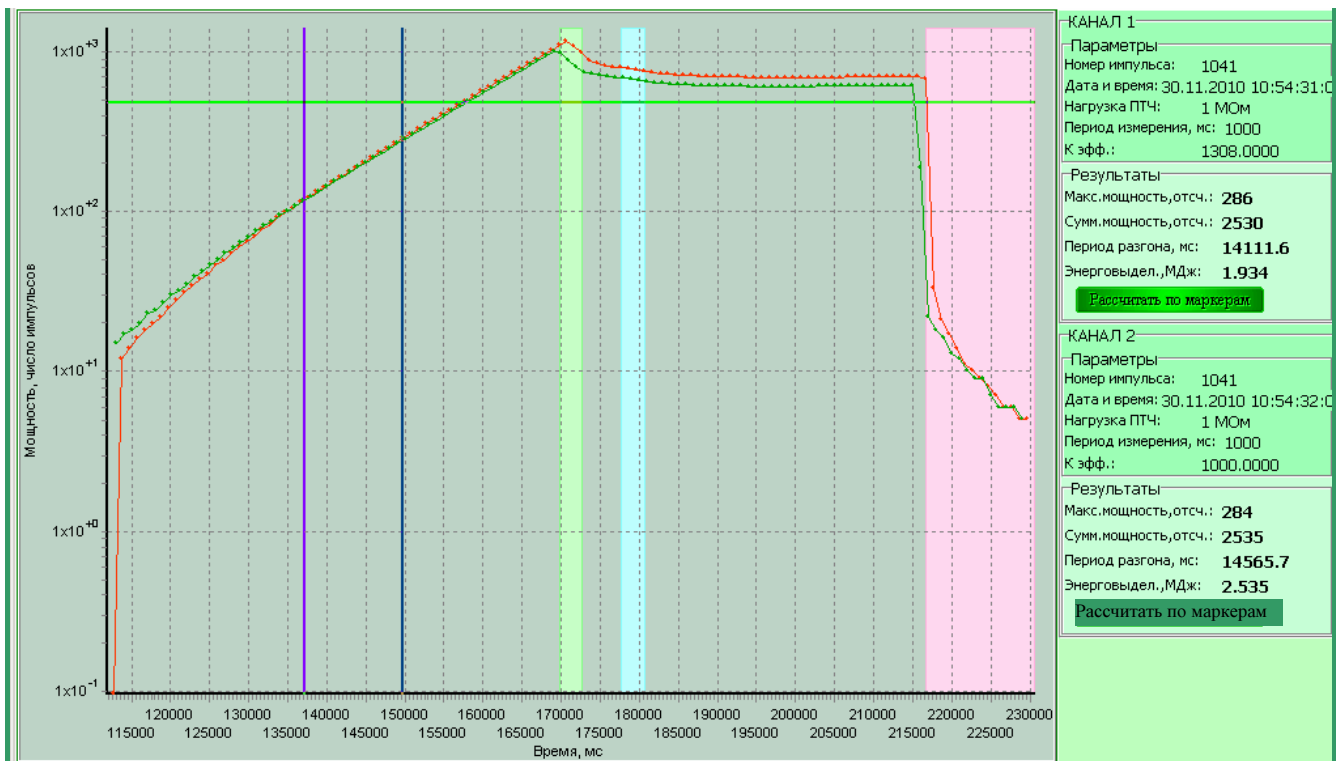


Рис. 3. Данные, зарегистрированные подсистемой «Облако»

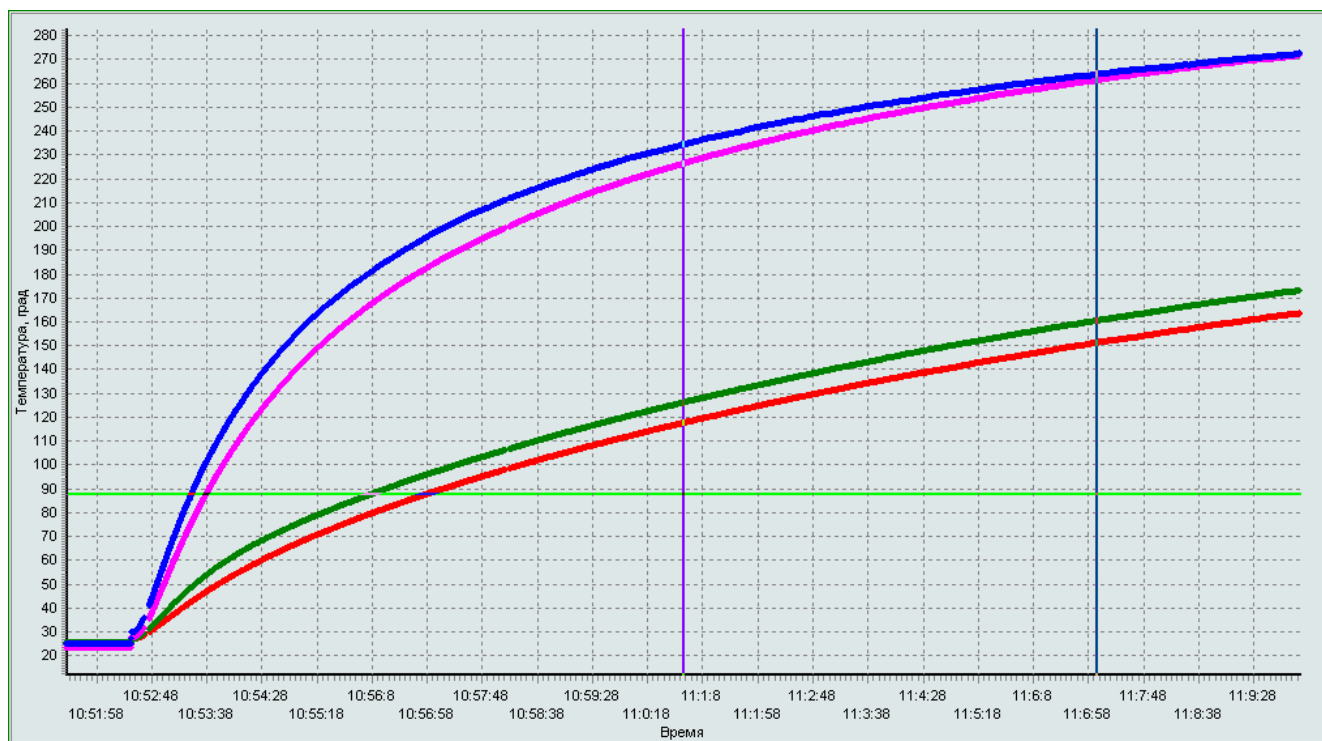


Рис. 4. Результаты измерений подсистемы ИТМ в статическом режиме работы реактора

Для подсистемы ИТМ АЗ был выбран конструктив на основе стандартных модулей I-7000 фирмы ICP DAS. В ее состав входят следующие устройства:

- четыре датчика температуры, в качестве которых используются штатные хромель-алюмелевые термопары;
- четыре модуля аналогового ввода I-7011 для измерения температуры;
- модуль дискретного ввода-вывода I-7060, обеспечивающий имитацию сигнала для проверки аварийного сброса;
- блок питания типа DR-75-24 (напряжение питания – +24 В).

Технические характеристики системы

Разработанная система АСИФХ–БИГР обладает следующими техническими характеристиками:

- регистрируемое энерговыделение реактора в импульсном и квазиимпульсном режимах – 280 МДж ($\sim 10^{19}$ делений), энерговыделение в статическом пуске – до 500 МДж в сутки;
- регистрируемая мощность реактора в номинальном режиме:
 - а) в импульсном режиме реактора – до 75 ГВт;

- б) в квазиимпульсном режиме работы реактора – до 1,5 ГВт;
- шаг дискретизации во времени при регистрации формы импульса:
 - а) в импульсном режиме работы реактора – от 10^{-6} до 0,2 мс;
 - б) в квазиимпульсном режиме работы – от 0,05 до 10 с;
- диапазон измеряемых временных интервалов для подсистемы РВСС – от 10^{-6} до 4000 с.
- диапазон измеряемой температуры топливного материала АЗ в номинальном режиме – от 0 до $500\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 2\%$;
- скважность измерения температуры по одной термопаре – не более 1 с.

Заключение

Спроектирована, изготовлена, испытана и введена в опытную эксплуатацию автоматизированная система измерения физических характеристик реактора БИГР.

Испытания АСИФХ на действующей установке БИГР показали, что система стабильно и надежно регистрирует основные физические параметры реактора при работе во всех режимах. Мет-

рологические характеристики как отдельных подсистем, так и системы в целом полностью соответствуют предъявленным требованиям к погрешностям определения измеряемых величин. Практическая ценность разработки состоит в том, что данная система позволяет автоматизировать процесс испытаний и исследований в тех областях, где участие человека ограничено, а ответственность в успешной реализации научных экспериментов велика. Возможно тиражирование АСИФХ на подобных установках во ВНИИЭФ и других предприятиях отрасли.

Авторы выражают благодарность специалистам и сотрудникам ВНИИЭФ, принимавшим участие в разработке и тестировании АСИФХ–БИГР.

Список литературы

1. Харитон Ю. Б., Воинов А. М., Колесов В. Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы // Вопросы современной экс-

периментальной и теоретической физики. – Ленинград: Наука, 1984. С. 103–119.

2. Кувшинов М. И., Колесов В. Ф., Смирнов И. Г. Аperiodический импульсный реактор БИГР // Вопросы атомной науки и техники, сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 3–12.

3. Пат. № 2400 762 РФ. МПК G01R 19/00 (2006.01). Устройство для регистрации формы однократных быстропротекающих процессов / М. А. Овчинников, В. С. Майорников, М. Б. Романов // Изобретения. Полезные модели. 2009. № 27.

Контактная информация –
Овчинников Михаил Александрович
тел.: (83130) 2-75-80

Статья поступила в редакцию 30.06.2011.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 43–48.

ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СТРОНЦИЯ-90 В ПОТОКЕ ПО ЧЕРЕНКОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ. ОБЗОР

Ю. А. Сапожников, С. Н. Калмыков

Химический факультет Московского государственного университета
имени М. В. Ломоносова, 119991, г. Москва

Описаны детекторы для длительного и непрерывного определения стронция-90 в потоке по черенковскому излучению, возбуждаемому высокоэнергетическими β -частицами дочернего иттрия-90. Показаны преимущества такого подхода по сравнению с другими способами определения стронция-90 в водах, загрязненных этим радионуклидом.

Ключевые слова: стронций-90, иттрий-90, черенковский детектор, β -излучение.

FLOW-THROUGH DETECTORS FOR MEASUREMENT OF STRONTIUM-90 VIA CHERENKOV RADIATION. REVIEW / Yu. A. SAPOZHNIKOV, S. N. KALMYKOV // Detectors for the long-term and continuous measurement of strontium-90 in flow via Cherenkov radiation, generated by high energy β -particles of daughter yttrium-90, are described. Advantages of this approach are demonstrated in comparison with other techniques of strontium-90 determination in waters, contaminated by this radionuclide.

Key words: strontium-90, yttrium-90, Cherenkov detector, β -radiation.

Введение

В результате чрезвычайных ситуаций, таких, как авария на АЭС «Фукусима-1» в Японии (11 марта 2011 г.), возникает необходимость быстрого и эффективного контроля радиоактивности природных вод и технологических растворов. Обычно для этой цели применяются радиохимические методы анализа, достаточно трудоемкие и требующие значительных затрат времени, или используется погружаемая γ -спектрометрическая аппаратура, обладающая относительно невысокой эффективностью в области высоких энергий γ -квантов, наиболее характерных для радионуклидов, поступающих в окружающую среду при аварийных ситуациях.

При авариях на ядерных энергетических установках в окружающую среду поступают сравнительно короткоживущие радионуклиды и пары радионуклидов, в которых дочерние продукты обладают очень короткими периодами полураспада и высокими энергиями β -излучения. Например, в таких парах, как ^{106}Ru – ^{106}Rh и ^{144}Ce – ^{144}Pr дочер-

ние радионуклиды испускают β -частицы с максимальными энергиями около 3,5 и 3 МэВ, соответственно. Для измерения β -частиц с такими значениями максимальных энергий оптимальным средством измерения является черенковский детектор, который в обычных (не аварийных) условиях эффективно используется для определения стронция-90 в водах по дочернему иттрию-90.

В 1903 г. Эльстер и Гайстел впервые наблюдали с помощью увеличительного стекла свечение (вспышки-сцинтилляции) ZnS, облучаемого α -частицами. В том же году Крукс изобрел спинтарископ для наблюдения сцинтилляций с помощью увеличительного стекла.

После изобретения фотоумножителей (ФЭУ) и их использования для измерения сцинтилляций под действием ионизирующего излучения Х. Кальман, И. Брозер и Л. Херфорд интенсивно развивали это направление исследований.

Диссертация Л. Херфорда «Флуоресценция органических веществ под действием альфа-излучения, быстрых электронов и гамма-лучей», выполненная под руководством Х. Кальмана в Институ-

те физической химии и электрохимии им. Кайзера Вильгельма, была защищена 13 сентября 1948 г. в Техническом университете Берлин-Шарлоттенбург. Первая публикация по этой работе вышла в 1950 г. [1].

Необходимость измерения низкоэнергетических β -излучателей, таких, как тритий и углерод ^{14}C , способствовала чрезвычайно быстрому развитию жидкостно-сцинтилляционного (ЖС) метода измерения радиоактивности, основанного на определении числа и яркости световых вспышек, возбуждаемых ионизирующим излучением в жидком сцинтилляторе (ЖС смеси).

Была разработана и быстро совершенствовалась ЖС аппаратура, обладавшая высокой эффективностью регистрации α - и β -излучений. Чувствительность стандартной ЖС аппаратуры стала настолько высокой, что она позволяла регистрировать черенковское излучение, возникающее в воде под действием высокоэнергетического β -излучения [2].

Наиболее полный обзор, описывающий различные аспекты возможных применений эффекта Черенкова, представил в 2003 г. М. Л' Аннунциата [3]. Однако измерения черенковского излучения в потоке не нашли отражения в этой работе.

В то же время ряд преимуществ для измерения стронция-90 в потоке именно по черенковскому излучению очевиден:

- средой для измерения радиоактивности по черенковскому излучению в потоке может быть обычная вода, т. е. нет необходимости в добавлении жидких сцинтилляторов, которые токсичны, горючи и дороги; выбор условий смешиваемости водных растворов с жидкими сцинтилляторами тоже зачастую является сложной задачей;

- задача измерения упрощается из-за того, что ни α -излучение, ни низкоэнергетическое β -излучение, ни электроны, образующиеся при взаимодействии низкоэнергетического γ -излучения с водой, не генерируют черенковское излучение в воде;

- при измерениях черенковского излучения химическое гашение отсутствует, хотя могут быть сложности, связанные с изменением показателя преломления измеряемой жидкости или с ее окраской;

- нет проблем, связанных с приготовлением препаратов для измерения и с возникающими при ЖС измерениях отходами органических веществ.

В настоящем обзоре рассматривается возможность реализации и оптимизация длительных непрерывных измерений стронция-90 в потоке, основанных на измерении черенковского излучения.

Свойства системы стронций-90 – иттрий-90

Стронций-90 – радионуклид с периодом полураспада 28,9 лет, продукт деления ^{235}U и ^{239}Pu (выход около 6 %). Чистый β -излучатель ($E_{\beta\text{-max}} = 0,548$ МэВ). При его распаде образуется другой чистый β -излучатель – ^{90}Y ($E_{\beta\text{-max}} = 2,28$ МэВ) с периодом полураспада 64 часа. Из соотношения периодов полураспада ^{90}Sr и ^{90}Y следует возможность установления между ними векового радиоактивного равновесия. Средняя энергия β -излучения ^{90}Sr равна примерно 0,2 МэВ, а ^{90}Y – 0,934 МэВ, что существенно выше порога, начиная с которого возможна генерация черенковского излучения в такой прозрачной диэлектрической среде, как вода.

^{90}Sr обладает высокой радиотоксичностью, так как способен накапливаться в костях, в которых он замещает кальций. В результате концентрирования ^{90}Sr в костях такой важный кроветворный орган, как костный мозг, подвергается облучению β -частицами ^{90}Sr и ^{90}Y .

^{90}Sr весьма подвижен в окружающей среде и имеет высокую биологическую доступность. Отсюда становится очевидным, насколько актуален мониторинг ^{90}Sr в местах, где возможно его поступление в окружающую среду, от таких источников, как атомные реакторы, предприятия по переработке ядерного топлива и хранению высокоактивных отходов.

При измерениях общей β -активности в водных пробах обычно принимается, что ^{90}Sr и ^{90}Y находятся в состоянии векового равновесия.

В природных водных средах встречаются пары материнских и дочерних радионуклидов, сильно различающихся по своим физико-химическим свойствам, например, ^{238}U и ^{234}Th . В водах океана уран в виде карбонатных комплексов хорошо растворим в воде, в то время как торий склонен к ассоциации со взвешенным веществом [4]. Это приводит к заметным сдвигам радиоактивного равновесия между ^{238}U и ^{234}Th .

В паре ^{90}Sr – ^{90}Y трудно ожидать сдвига радиоактивного равновесия в масштабах океана. Попытки наблюдать этот сдвиг в пресноводных системах не выявили значимых различий в распределении этих радионуклидов в Великих Озерах, США [5]. Орландини с соавторами [6] нашел некоторые сдвиги равновесия между ^{90}Sr и ^{90}Y в пруду-охладителе ядерного реактора в Саванна Ривер, использовавшемся по назначению в 1961–1964 гг. Однако динамика водного потока и химические взаимодействия в воде, в принципе, могут нарушать состояние равновесия.

Предполагается, что катионные формы ^{90}Sr и ^{90}Y могут взаимодействовать с отрицательно заряженными поверхностями минералов. Равновесие может нарушаться также в зонах ремедиации (например, непосредственно ниже градиента экстрагируемого ^{90}Sr или процесса откачки и концентрирования).

Известно множество радиохимических методик определения ^{90}Sr в природных водах [7]. Все они подразумевают дискретный (по месту и времени) отбор проб и их последующий анализ в условиях стационарной или полевой лаборатории. Эти методики трудоемки, сравнительно длительны по исполнению и дороги.

Представляется весьма целесообразной разработка методов и средств для непрерывного и длительного мониторинга этого радионуклида в водных средах.

Наиболее перспективным методом измерения ^{90}Sr в природных водах в потоке является измерение по черенковскому излучению, возбуждаемому β -излучением дочернего ^{90}Y .

Эффект Черенкова

П. А. Черенков в 1934 г. [8] в результате длительных наблюдений установил, что при движении заряженных частиц в воде или других прозрачных диэлектрических средах со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, возникает свечение. Теория этого явления была разработана И. М. Франком и И. Е. Таммом [9], и в 1958 г. П. А. Черенкову, И. М. Франку и И. Е. Тамму была присуждена Нобелевская премия по физике.

Условие возникновения черенковского излучения имеет вид $v > c/n$, где v – скорость движения заряженной частицы в прозрачной диэлектрической среде, c – скорость света, а n – показатель преломления среды.

Черенковское свечение является когерентным излучением диполей, образующихся в результате поляризации среды пролетающей заряженной частицей, и возникает при возвращении этих диполей (поляризованных атомов) в исходное неполяризованное состояние. Если частица движется медленно, то диполи успевают поворачиваться в ее направлении. Поляризация среды при этом симметрична относительно координаты частицы. В этом случае излучения отдельных диполей при возвращении в исходное состояние гасят друг друга. При движении частицы со «сверхсветовой»

скоростью за счет запаздывающей реакции диполей они преимущественно ориентируются в направлении движения частицы. Итоговая поляризация оказывается несимметричной относительно местоположения частицы, и излучение диполей – нескомпенсированным [10].

Фотоны черенковского излучения испускаются под углом θ к направлению движения частицы, причем величина этого угла определяется соотношением

$$\cos \theta = 1/\beta n, \quad (1)$$

где $\beta = v/c$. Это соотношение легко понять на основе принципа Гюйгенса (рис. 1). Действительно, огибающая световых волн для частицы, двигающейся со скоростью $v > u$, представляет собой конус, вершина которого совпадает с положением частицы в данный момент (точка P' на рис. 1), а нормали m к образующим конуса показывают направление распространения черенковского света. На рис. 1 показано, как частица, проходившая в момент времени t через точку P , породила сферическую электромагнитную волну, которая за время τ распространилась от точки P на расстояние $R = u\tau = c\tau/n$. За то же время частица, двигающаяся со скоростью $v > u$, прошла путь $v\tau > R$ и оказалась в точке P' . Волна от точки P' еще не успела распространиться в веществе. Конус $AP'A$ – граница области, занятой черенковской электромагнитной волной (ее фронт), к моменту $t + \tau$. Угол θ – это угол между перпендикуляром, опущенным из точки P на образующую конуса AP' , и линией движения частицы (прямой PP'). Очевидно, косинус этого угла равен отношению длин отрезков R и PP' , т. е. $\cos \theta = u/v = 1/\beta n$.

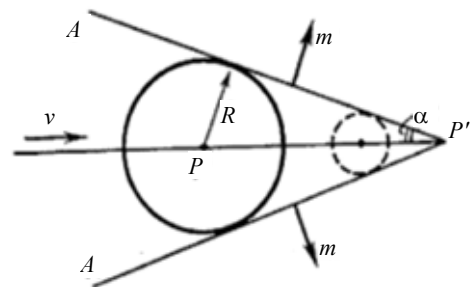


Рис. 1. Геометрия черенковского излучения.
Угол $\theta = 90^\circ - \alpha$ [4]

Доля энергии частицы, превращаемая в черенковское излучение, мала по сравнению с ее ионизационными потерями. Число фотонов, излучаемых на 1 см пути, в зависимости от среды колеблется от нескольких единиц до нескольких сот.

Это излучение можно наблюдать визуально и регистрировать с помощью фотопленки или ФЭУ. На цветной фотопленке, расположенной перпендикулярно направлению движения частицы, излучение, выходящее из радиатора, имеет вид кольца сине-фиолетового цвета.

Зависимость угла излучения θ от β позволяет, определяя этот угол, найти скорость и энергию частицы. Эта возможность способствует широкому распространению черенковских детекторов в физике частиц высоких энергий и астрофизике.

Энергетический порог, начиная с которого возможна генерация черенковского излучения в такой прозрачной диэлектрической среде, как вода с показателем преломления $n = 1,33$, равен 0,267 МэВ. Интенсивность черенковского излучения быстро возрастает с ростом энергии бета-частиц (табл. 1).

Таблица 1

Эффективность регистрации некоторых радионуклидов по черенковскому излучению

Радионуклид	Максимальная энергия бета-излучения, кэВ	Эффективность регистрации, %
^{90}Sr	540	1,5
^{40}K	1330	36
^{32}P	1700	50
^{90}Y	2270	70

Эффективность регистрации по черенковскому излучению зависит от значения максимальной энергии β -частиц, испускаемых ядрами данного β -излучателя и от формы спектра β -излучения, т. е. от того, какая доля β -частиц приходится на высокоэнергетический участок энергетической шкалы.

Черенковские фотоны испускаются в ультрафиолетовой и голубой областях спектра (интенсивность пропорциональна $1/\lambda^2$) в конусе вдоль направления движения частицы. Число черенковских фотонов, испускаемых высокоэнергетическими бета-частицами в воде, мало по сравнению со сцинтилляционным выходом пластиковых сцинтилляторов, но все-таки измеримо. Например, бета-частицы ^{90}Y с максимальной энергией (2,28 МэВ) могут образовывать около 700 черенковских фотонов видимого света (400–600 нм) в воде, в то время как β -частицы со средней энергией (934 кэВ) образуют около 200 черенковских фотонов. Это позволяет отрезать большую часть интерферирующих сигналов.

С помощью черенковского детектора можно регистрировать частицы с энергиями вплоть до 100 ГэВ.

Черенковский счетчик позволяет эффективно выделять высокоэнергетические релятивистские частицы на уровне большого фона низкоэнергетических частиц, что позволяет широко использовать черенковские детекторы в физике высоких энергий и в астрофизике [11, 12].

Разрешающее время черенковских счетчиков не превышает 10^{-9} с.

Измерения стронция-90 в потоке

Первая работа, в которой описывался прибор для измерения β -радиоактивности в потоке морской воды по черенковскому излучению, была опубликована в 1984 г. [13].

Черенковский детектор представлял собой трубу из нержавеющей стали с внешним диаметром 90 мм и толщиной стенок 1 мм, в которую с помощью фланцев введены 2 фотоэлектронных умножителя ФЭУ-110. В зависимости от длины отрезка трубы и расстояния между фотокатодами ФЭУ чувствительный объем детектора мог изменяться от 300 до 1700 мл (рис. 2). Морская вода через патрубки, вваренные во фланцы, могла непрерывно прокачиваться через детектор.

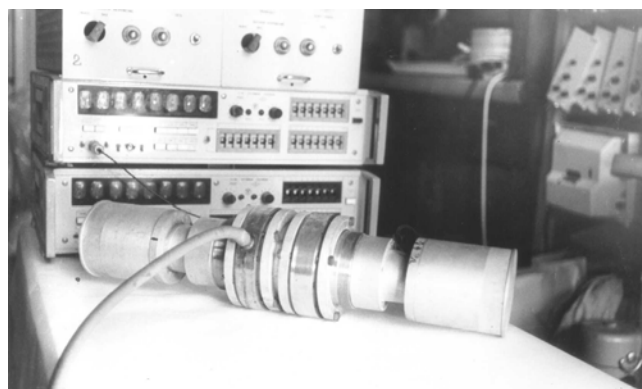


Рис. 2. Внешний вид черенковского детектора [13]

Для предотвращения свечения планктонных организмов в чувствительном объеме детектора морская вода пропусклась через фильтрующие патроны с мембранными фильтрами, обеспечивающими достаточно высокую скорость стерилизующей фильтрации.

Спираль из черной пластмассы предотвращала попадание света в чувствительный объем детектора.

Импульсы с анодов ФЭУ усиливались и поступали через формирователь на схему совпадений с разрешающим временем ~ 25 нс, что позволило в значительной степени подавить собственные шумы ФЭУ.

Блок-схема черенковского детектора для измерения радиоактивности морской воды приведена на рис. 3. В лабораторных условиях была продемонстрирована возможность определения ^{38}Cl , ^{24}Na и ^{32}P по черенковскому излучению в пробах морской воды, облученных с помощью нейтронного источника. Идентификация осуществлялась по периодам полураспада перечисленных радионуклидов. Эффективность регистрации ^{40}K данным прибором достигала 13 %.

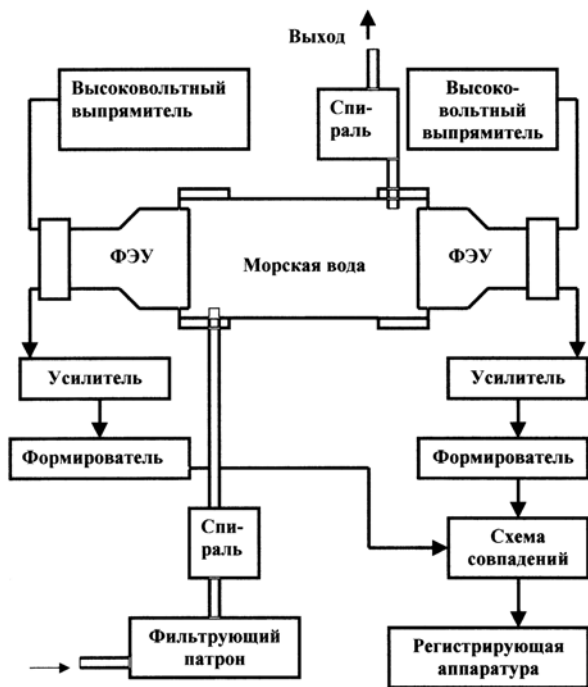


Рис. 3. Блок-схема черенковского детектора [13]

Боуэр с соавторами [14] разработал и реализовал несколько похожую версию проточного черенковского детектора, внешний вид которого показан на рис. 4. Объем резервуара 0,765 л заполняется пробой морской воды. Два или более ФЭУ просматривают воду через кварцевые окна и собирают черенковский свет, продуцируемый бета-частицами. Отражающее покрытие на внутренних стенках камеры помогает собирать свет от черенковских событий. Покрытие состояло из 3 мм слоя тефлона, который имеет коэффициент отражения более 95 % в большей части видимого спектра.

Было установлено, что эффективность улучшается в 4 раза при использовании кварцевых окон и тефлонового отражателя вместо первоначального варианта с акриловыми окнами и белым ПВХ в качестве диффузного отражателя. Улучшение связано с повышенными отражательными

свойствами тефлона и более низким ослаблением света с малыми длинами волн в кварцевых окнах. Акриловые окна часто содержат ультрафиолетовый ингибитор, блокирующий светопрозрачность ниже 400 нм. Проницаемость кварцевых окон остается высокой вплоть до 260 нм, количество черенковских фотонов, достигающих ФЭУ, практически вдвое превосходит значение, наблюдаемое для пластиковых окон.



Рис. 4. Внешний вид черенковского детектора Боуэра с соавторами [14]

Описываемый вариант прибора не был оптимальным для собирания черенковских фотонов, поскольку они испускаются не изотропно, как в случае сцинтилляций, а, скорее, в направлении полета частиц. Эта конкретная геометрия была выбрана как пример дизайна, подходящего для использования при измерениях в скважинах (когда прибор должен был обладать сравнительно небольшим диаметром). Благодаря этой «жесткой» геометрии свет, испускаемый в результате распада ^{90}Y , должен, по меньшей мере, один раз переотражаться тефлоновыми стенками детектора, или β -частицы должны многократно рассеяться так, чтобы эмитируемый ими световой конус начинался в направлении одного из ФЭУ и заканчивался в противоположном направлении, что маловероятно. Новый дизайн в будущем должен обеспечивать повышенный светосбор путем использования многих ФЭУ по обе стороны объема детектора [14].

Ожидаемый фон детектора, работающего на воде, имеет три составляющих:

- высокоэнергетические бета- или гамма-излучатели в воде,
- внешние высокоэнергетические гамма-излучатели,
- космическое излучение.

В данном приборе свинцовый домик был использован для снижения фона детектора. Четыре

дюйма свинца было расположено под детектором и вокруг него и 2 дюйма – над ним, чтобы защитить его от ^{40}K и от высокоэнергетического гамма-излучения (вплоть до энергии 2,6 МэВ от ^{208}Tl). Свинцовая защита снизила фон от загрязнений бетона в полу и стенах приблизительно до 2 Гц.

Электронная схема представлена на рис. 5. ФЭУ работали при предельно низком положении дискриминаторов, заметно ниже одноэлектронного уровня. Электронная схема была настроена так, чтобы дискриминировать сигналы от обоих ФЭУ, связанные с тепловым шумом. Чтобы снизить космический фон, импульсы с очень большими амплитудами, возникавшие в обоих ФЭУ, регистрировались как «космические». При вычитании «космических» из общего числа совпадений скорость счета, связанная с прохождением космических лучей, снижалась до минимума, однако космические лучи, проходящие через края или углы резервуара, считались. Детектор калибровался с использованием раствора ^{90}Sr известной концентрации, находящегося в вековом равновесии с ^{90}Y .

Детектор был заполнен бидистиллированной водой для измерения фона. Типичный фон совпадений был около 1 Гц. Дистиллированная вода использовалась, чтобы снизить концентрацию хлора в воде, который мог спонтанно флуоресцировать (химическая реакция), что приводило бы к увеличению фона.

Порог образования черенковского излучения в воде равен приблизительно 270 кэВ, так что небольшой процент материнского ^{90}Sr (25 %) мог возбуждать черенковское излучение, но эти события слишком редки для регистрации их схемой совпадений. Таким образом, большая часть света связана с ^{90}Y . Комптоновские электроны от внутренних и внешних гамма-источников и фотоэффект тоже могут образовывать импульсы черенковского излучения. Энергетический порог для

фотонов, продуцирующих вторичные электроны, испускающие черенковское излучение, составляет около 450 кэВ.

Существует несколько источников фона для черенковского детектора на основе воды, включая высокоэнергетические гамма- и бета-излучатели (^{60}Co , ^{137}Cs), перечисленные в табл. 2. Другие простые низкоэнергетические бета- и альфа-излучатели (тритий, ^{99}Tc , ^{228}Th , ^{241}Am и др.) не генерируют черенковское излучение в воде. Если установить предел дискриминации ~ 1 МэВ, по-видимому, эти радионуклиды будут вырезаны, по крайней мере, на 99 %, в то время как эффективность регистрации бета-частиц ^{90}Y останется на достаточно высоком уровне. Поскольку продукт распада ^{238}U протоактиний-234 является высокоэнергетическим бета-излучателем примерно с такой же максимальной энергией, как и ^{90}Y , его вклад в значение фона должен вычитаться независимо (возможно с использованием NaI(Tl) детектора, включенного вместе с черенковским, если это нужно). Высокоэнергетические гамма-излучающие радионуклиды, внешние по отношению к детектору, такие, как ^{40}K и ^{208}Tl , тоже вносят свой вклад в фон детектора, хотя пассивная защита и дискриминация на уровне 1 МэВ должны минимизировать роль этих внешних источников. Внешнее бета-излучение не достигает детектора.

Космическое излучение, если не принимать мер, может быть причиной относительно большого вклада в фон детектора. Правда, ожидается, что импульсы от космического излучения должны быть гораздо больше, чем от ^{90}Sr (^{90}Y), и высокий уровень дискриминации позволит оценить роль космического излучения. Ожидается также, что относительно высокая стабильность потока космического излучения, пассивная защита и активное вето с использованием внешнего пластикового сцинтиллятора или секционирование его на две

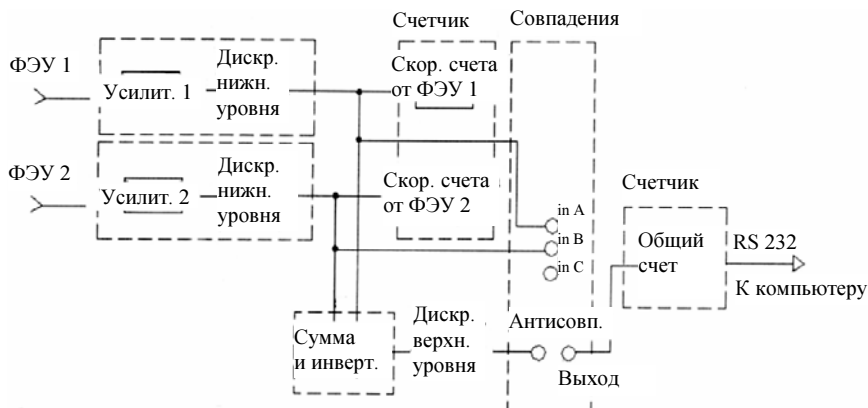


Рис. 5. Блок-схема детектора Боуэра с соавторами [14]

Оценка основных составляющих фона черенковского детектора [14], определяющих минимально детектируемую концентрацию ^{90}Sr

Источник фона	Оцениваемая скорость счета	Метод снижения фона	Вклад в скорость счета после подавления фона
Темновой ток ФЭУ	10–100 Гц на каждом ФЭУ	Необходима схема совпадений импульсов от ФЭУ	> 0,1 Гц
Космическое излучение	~ 3 Гц	Верхний уровень порога электроники запрещает прохождение импульсов большой амплитуды	~ 1 Гц
Фон окружающей среды (например, ^{40}K , ^{228}Th)	~ 2 Гц	Использовать 5–10 см свинца для защиты от γ -квантов высокой энергии	< 0,1 Гц

Всего ~ 1 Гц

половины с запрещением событий, происходящих одновременно в двух половинах, может существенно снизить космический фон. Большая часть космического излучения, как ожидается, может создавать большие импульсы черенковского излучения в воде (около 166 фотонов видимого спектра на см) и, следовательно, в описываемом детекторе большая часть космического излучения создаст сигналы, превышающие 1000 фотонов (по сравнению с максимумом 700 фотонов для ^{90}Y). В табл. 3 и на рис. 6 показаны данные, полученные с этим детектором. Ясно, что активности $^{90}\text{Sr} (^{90}\text{Y})$, концентрация которых значительно превышала допустимый уровень для питьевой воды (DWL, US DOE), этот детектор позволяет оценить за несколько минут измерения. Измерение DWL тоже возможно, но для достижения погрешности $4,65\sigma$ необходимо затратить около 3000 с. Описываемый прибор позволяет получить эффективность регистрации до 37 %, но это зависит от выбранного порога дискриминации электроники. Детектор с большими ФЭУ на каждом торце рассчитан (см. ниже) на существенное повышение чувствительности.

Этот детектор [14] имеет объем, в 30 раз превышающий объемы, измеряемые в обычных приборах для ЖС измерений. Авторы [14] не видят причин, почему бы не довести это соотношение до 100. Увеличение размеров детектора может потребовать использования большего количества умножителей для собирания большей части света, насколько это возможно. Увеличение больше, чем в 100 раз, не может быть полезным из-за ослабления в воде видимых и УФ фотонов.

Увеличение размеров детектора может привести к повышению фона, но, поскольку время для

Таблица 3

Результаты измерения $^{90}\text{Sr} (^{90}\text{Y})$ с черенковским детектором.

Длительность каждого измерения 6000 с

Концентрация, пКи/л	Средняя скорость счета, Гц	Статистическая погрешность, Гц
0	1,06	0,01
17	1,24	0,01
34	1,44	0,02
51	1,61	0,02
68	1,76	0,02
102	2,11	0,02
136	2,47	0,02
170	2,88	0,02

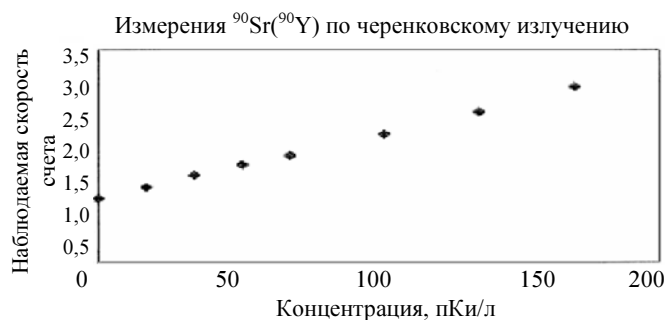


Рис. 6. Результаты определения концентрации $^{90}\text{Sr} (^{90}\text{Y})$ с черенковским детектором. Указаны только погрешности, связанные со статистикой регистрации радиоактивности [14]

достижения минимальной детектируемой активности пропорционально S^2/B , где S – число зарегистрированных импульсов, а B – число фоновых импульсов, ожидается, что большой контейнер

с водой окажется способен достигать DWL за несколько минут.

Другим улучшением этого детектора может стать резкое снижение космического фона. Некоторая часть космического излучения не проходит через весь объем воды, но проходит через углы или края детектора, что приводит к появлению импульсов, таких же, как и от ^{90}Sr (^{90}Y). Даже эти импульсы могут быть вырезаны активной защитой, окружающей детектор. Альтернативно авторы рассматривают двойной объем детектора, который вычитает космическое излучение, основываясь на наличии сигнала в обеих половинах объема детектора. Детектор большого объема, регистрирующий большой поток космического излучения, попадающего в его чувствительный объем, может позволить более легко идентифицировать сигналы как космические, так как космическое излучение может проходить через большие объемы воды и, следовательно, создавать во много раз большее количество фотонов.

Дальнейшие работы будут связаны с исследованием влияния мешающих радионуклидов, особенно при опускании погружаемых приборов в скважину. Наземные версии имеют более высокие значения MDC, поскольку они имеют гораздо больший объем и позволяют использовать более толстую свинцовую защиту и активную антикосмическую защиту. Даже скважинные погружаемые приборы могут позволить некоторую активную и пассивную защиту, однако нужно исследовать достижимую MDC и работать над снижением фона.

Другую версию черенковского детектора для работы в скважинах предложили Ранкл Р. С., Бродзинский Р. Л., Джордан Д. В. и др. [15]. Это был более эффективный прибор по сравнению с детектором Боуэра и др. [14], который предназначался для измерения ^{90}Sr в скважинах, диаметр которых соответствовал американским стандартам, т. е. составлял менее 15 см, а длина прибора в целом не должна была превышать 1,8 м.

Активность ^{90}Sr в питьевой воде по американским стандартам не должна превышать 8 пКи/л (0,3 Бк/л), и этот уровень должен был измеряться прибором за несколько часов.

Типичная расчетная геометрия черенковского детектора, погруженного в скважину, показана на рис. 7. Верхний и нижний торцы емкости, предназначенной для анализируемой воды, ограничены кварцевыми окнами, в то время как боковая поверхность состоит из тефлона с отражающей способностью 95 %. В своих оценках авторы [15] ис-

пользовали многое из полученного Боуэром с соавторами [14].

Два возможных варианта использования метода совпадений для подавления темного тока ФЭУ показаны на рис. 8 [15], а зависимость скорости счета от длины емкости с водой и от вариантов включения ФЭУ по торцам емкости – на рис. 9.

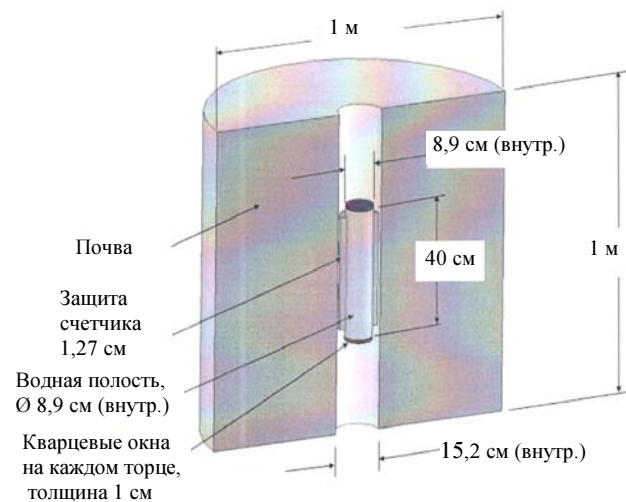


Рис. 7. Геометрия черенковского детектора, погруженного в скважину, взятая в основу расчетов [15]

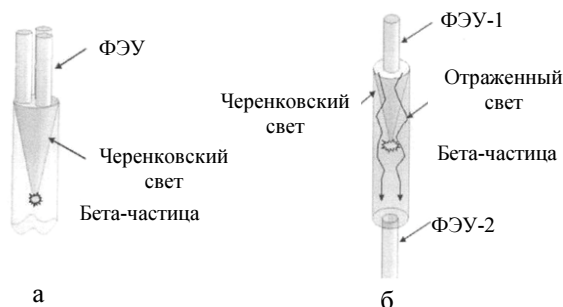


Рис. 8. Два возможных варианта использования метода совпадений для подавления темного тока ФЭУ в погружаемом черенковском детекторе: а – совпадения у одного из торцов; б – совпадения между обоими торцами

При оценке γ -фона детектора учитывались как γ -кванты земного происхождения (от радионуклидов, входящих в состав почв, окружающих скважину), так и космическое излучение. Модель предполагала, что активность почвы составляла 0,7 пКи/г для ^{232}Th , 0,4 пКи/г для ^{238}U и 10 пКи/г для ^{40}K .

Космическое излучение, по мнению авторов, состояло в основном из мюонов, поступавших из полусферы под углом θ к нормали к земной поверхности. Расчеты показали, что для емкости с диаметром 8,9 см и длиной 40 см без защиты фон составлял 1800 Гц для γ -излучения и 5 Гц для космического излучения. В дальнейших оценках космическая составляющая была опущена.

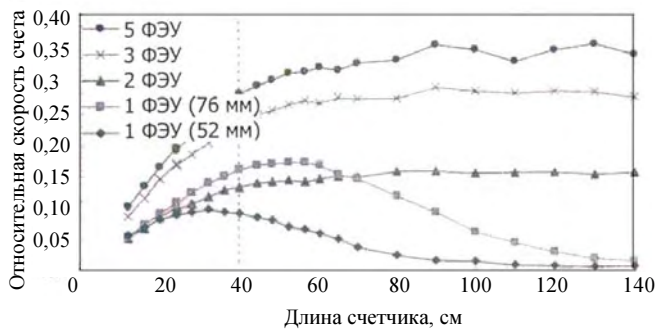


Рис. 9. Относительная скорость счета в водной полости черенковского детектора как функция от длины счетчика и числа ФЭУ на каждом из его торцов. Конфигурации более чем с одним ФЭУ на торце нуждаются в схеме совпадений лишь на одном торце, в то время как при использовании одного ФЭУ на каждом торце необходима схема совпадений, связывающая эти два ФЭУ

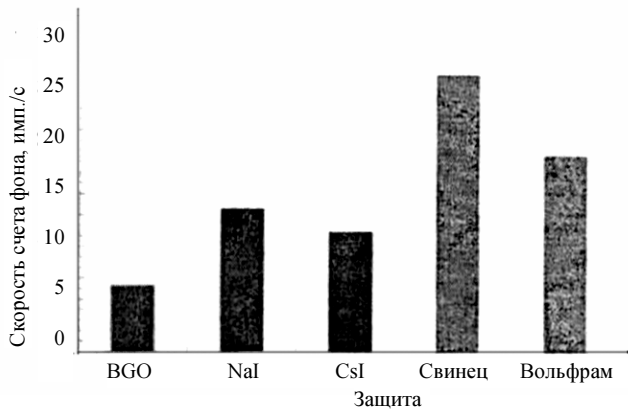


Рис. 10. Значения скорости счета фона для водной полости цилиндрической формы с диаметром 8,9 см и длиной 40 см и с 4 ФЭУ на каждом торце, работающими в режиме совпадений для каждого торца. В каждом случае защита имеет выход диаметром 1,27 см. Рассматриваются три вида активной защиты со сцинтилляторами из BGO, NaI(Tl) и CsI(Na). Свинец и вольфрам использовались в качестве пассивной защиты

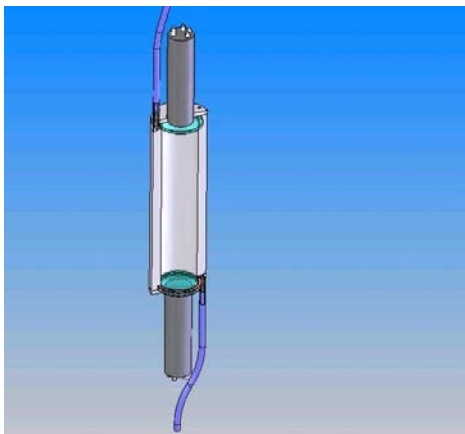


Рис. 11. Схематический внешний вид черенковского детектора Ранкла с соавторами [15]

Авторы [15] рассмотрели и пассивные, и активные конфигурации для снижения фона. Снижение скорости счета, достигаемое при использовании различных вариантов защиты, представлено на рис. 10.

Внешний вид и блок-схема использовавшейся электроники представлены на рис. 11 [15] и 5.

Авторы испытывали описываемый детектор с пробами грунтовых вод из Хэнфорда, активность которых по ^{90}Sr была около 1000 пКи/л, ^{90}Sr находился в вековом равновесии с ^{90}Y . Измерения выполнялись в наземной лаборатории, где фон от почвы был ниже, чем в условиях скважины. Результат измерения представлен на рис. 12.

Практически тем же авторским коллективом был описан и еще один вариант черенковского детектора [16], также предназначенного для работы в скважине с диаметром 15,5 см (6 дюймов) в соответствии со стандартом США.

Модель включает такие параметры, как генерация черенковского света в камере детектора от бета-излучения ^{90}Sr и ^{90}Y , гамма-излучение от первичных радионуклидов, присутствующих в почве, окружающей скважину, и космическое излучение.

Параметрическими переменными были толщина и материал стенок камеры, использование активного сцинтиллятора на антисовпадениях для подавления фона, а также число и размещение ФЭУ на торцах камеры, длина камеры, материал и расположение внутреннего отражателя, а также логика электронной схемы для работы в режиме отдельных и совпадающих импульсов.

Дизайн прототипа конструкции состоит из камеры с вольфрамовыми стенками толщиной 2,1 см и длиной 40 см, соосной с тефлоновым отражателем

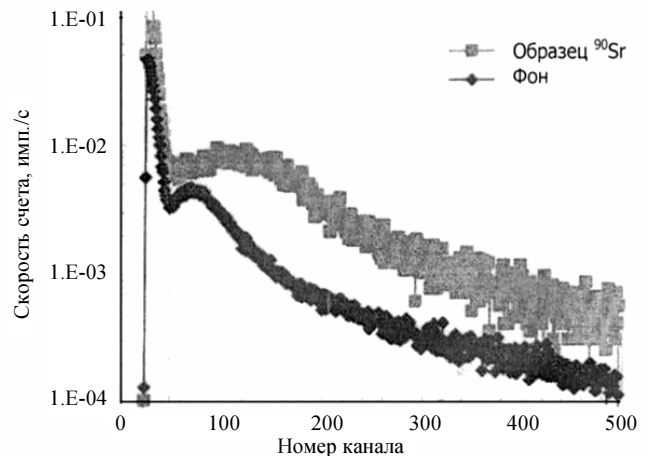


Рис. 12. Спектры для ФЭУ, расположенных на противоположных торцах черенковского детектора [15]. Амплитудные спектры представляют суммы амплитуд от обоих ФЭУ

лем, с ФЭУ диаметром 5 см с каждого торца трубы, просматривающими объем камеры через кварцевые окна.

Концентрация ^{90}Sr в пробах воды из скважин Хэнфорда достигала 9000 пКи/л.

Авторы предполагали, что детектор должен работать, как задумано. При заполнении объема деионизованной водой в лаборатории электронные параметры прибора должны были обеспечивать соответствующий фон. При замещении деионизованной воды скважинной стало очевидно, что параметры монитора оказались существенно хуже ожидавшихся. После ряда несоответствий параметров авторы перестроили систему. К их удивлению, значительное количество воды осталось за пределами вольфрамовой камеры (но внутри стальной защиты). К сожалению, авторы с запозданием обнаружили, что 2,2 см вольфрамовые стенки камеры являются пористыми для воды. Более того, вольфрам растворим в воде, и придает ей палево-желтый цвет при длительных экспозициях. Измерения прозрачности водных проб подтвердили, что при длительном контакте с вольфрамовой камерой вода становится черной по отношению к черенковскому излучению.

Первым усилием стало установление барьера между измеряемой водой и вольфрамом. Он состоял из белой эпоксидной смолы, обладающей почти 100%-ным коэффициентом отражения в широком диапазоне длин волн. Она покрывала всю внутреннюю поверхность вольфрамовой камеры. На рис. 13 показаны относительная форма черенковского спектра ^{90}Y и форма кривой квантовой эффективности ФЭУ как функция длины волны черенковского излучения. Оптимальная полоса лежит в интервале 300–425 нм и подразумевает две дальнейших особенности прибора: стенки камеры должны хорошо отражать в этом диапазоне длин волн, и вода должна обладать высокой прозрачностью в этом же интервале.

На рис. 14 показано отражение эпоксидной смолы вместе с хорошо отполированной поверхностью алюминия и белой поверхностью поливинилхлорида. В то время как эпоксидная смола обладает хорошим коэффициентом отражения при больших длинах волн, она является черной дырой для черенковского излучения. Авторы [10] применили тогда тефлоновый слой толщиной 3,2 мм, который показал почти 100%-ное отражение (рис. 15). В лабораторных испытаниях было показано, что толщина тефлона 1,5 мм не обеспечила желаемого отражения. Это находится в явном контрасте с рис. 16, где показаны абсорбционные

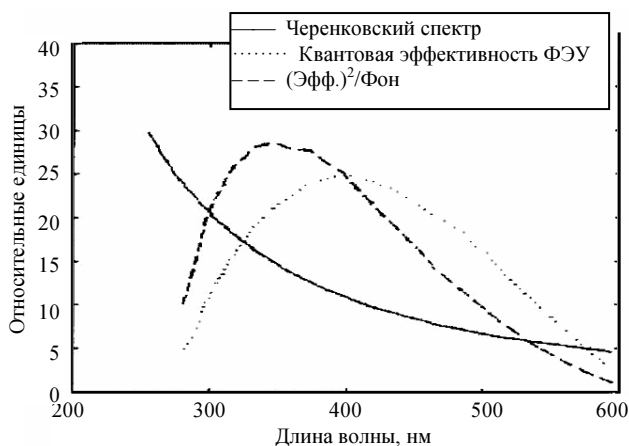


Рис. 13. Черенковский спектр и кривая квантовой эффективности ФЭУ в зависимости от длины волны света. Наложение этих кривых показывает, что критическая область для отражения и прохождения света находится в интервале 300–425 нм [16]

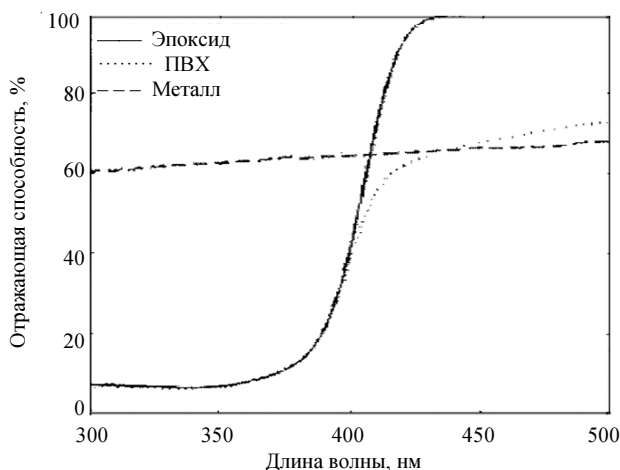


Рис. 14. «100% отражающая» эпоксидная смола очень мало подходит для черенковского излучения [16]

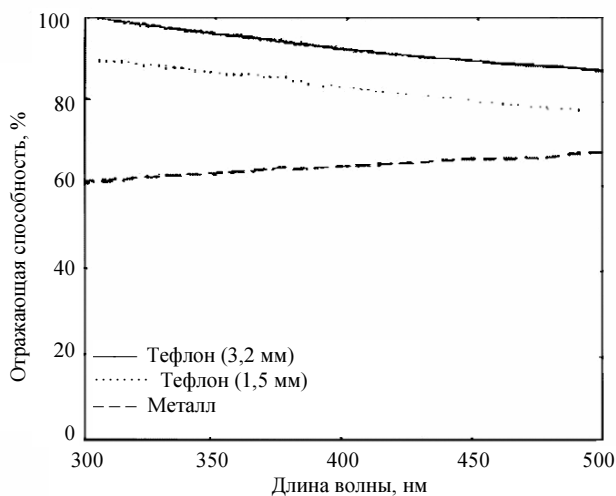


Рис. 15. Отражение тефлона зависит от его толщины при всех длинах волн [16]

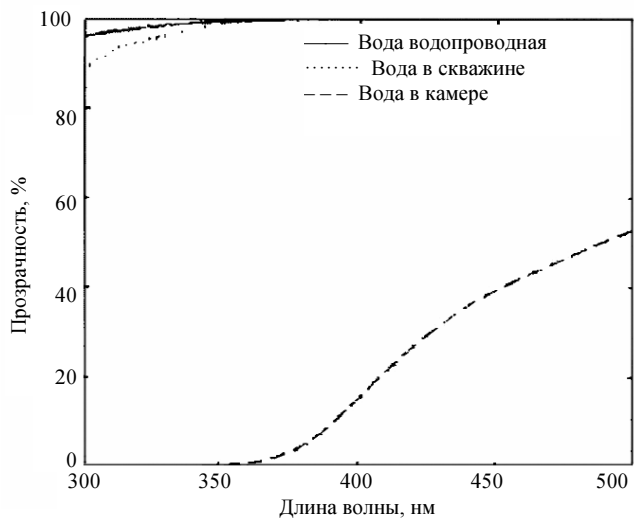


Рис. 16. Вода в контакте с металлическим вольфрамом быстро становится черной для пропускания черенковского излучения [16]

свойства воды, загрязненной в результате контакта с вольфрамом.

В процессе переделки прибора авторы [16] протестировали его с применением точечного источника ^{90}Sr , имеющего майларовое окно с одной стороны, чтобы получить 2π -направленный источник. Отношение активностей вперед-назад составляло $> 400:1$. В первой серии экспериментов верхний ФЭУ заменили черным торцом, так что источник легко перемещался в заполненной водой камере, и были созданы условия, при которых только отражение от боковой поверхности камеры могло доходить до нижнего ФЭУ. В каждой серии экспериментов источник размещался в трех различных положениях вдоль центральной оси цилиндра: в ~ 3 см от нижнего ФЭУ, посередине и в ~ 3 см от черного торца. На рис. 17,а показана скорость счета нижнего ФЭУ с источником, расположенным лицом вниз и с тефлоновым отражателем. Скорость счета падает примерно втрое от одного конца камеры до другого, больше чем предсказано результатами моделирования.

Экспериментальные результаты с источником, размещенным лицом вверх, представлены на рис. 17,б. Скорость счета примерно вдвое ниже, когда источник расположен близко к ФЭУ и почти в четыре раза ниже в дальнем конце камеры. Различие было опять больше, чем ожидалось. Наконец, на рис. 17,в представлены результаты при отсутствии тефлонового отражателя с источником, направленным лицом вверх. Скорость счета упала вчетверо вблизи ФЭУ с удаленным тефлоном и в восемь раз в дальнем торце камеры. Результаты

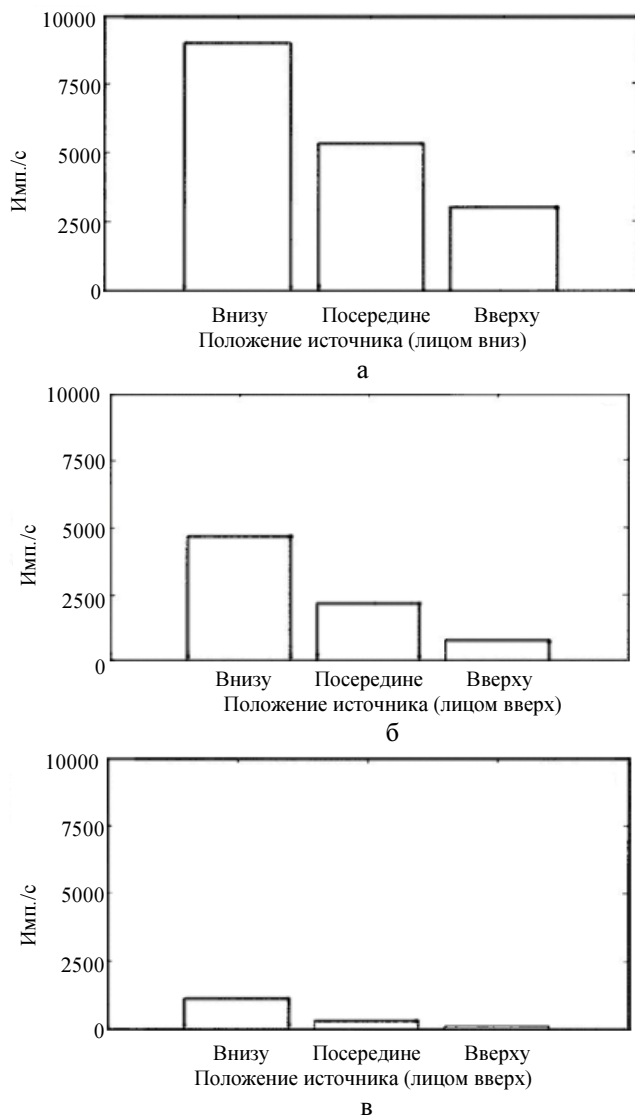


Рис. 17. Скорости счета, измеренные нижним ФЭУ для направленного источника ^{90}Sr с зачерненным торцом наверху измерительной камеры. Положения источника находятся посередине камеры, в 3 см от нижнего и от верхнего торца камеры [16]: а – тефлоновый отражатель на месте, источник обращен к ФЭУ; б – тефлоновый отражатель на месте, источник обращен в сторону, противоположную ФЭУ; в – нет тефлонового отражателя, источник обращен в сторону, противоположную ФЭУ

показывают важность тефлонового отражателя, особенно в случае счета совпадений.

Наконец, авторы [16] переделали ансамбль верхнего ФЭУ и повторили измерения, результат которых показан на рис. 17,б. Различие в том, что верхний торец больше не являлся черным поглотителем, а скорее ФЭУ с диаметром 5 см и 2-сантиметровым тефлоновым кольцом, служащим дополнительным отражателем для верхнего торца камеры, не занятого ФЭУ. С источником, располо-

женным у нижнего ФЭУ, но направленным лицом вверх, этот отражатель верхнего торца незначительно добавлял к скорости счета нижнего ФЭУ.

Считая, что черенковские фотоны должны проходить в воде почти 80 см, чтобы быть зарегистрированными, этот результат кажется вполне приемлемым. Однако при размещении источника лицом вверх вблизи верхнего ФЭУ этот маленький концевой отражатель повышает скорость счета верхнего ФЭУ вдвое. Следовательно, чтобы максимизировать число фотонов, достигающих обоих ФЭУ, важно, чтобы все внутренние поверхности камеры были покрыты толстым тефлоновым рефлектором.

После завершения экспериментальной проверки точечного источника авторы провели лабораторные измерения ^{90}Sr в пробе грунтовой воды из Хэнфордской скважины.

И лабораторные, и скважинные измерения проводились и в режиме единичных импульсов, и с совпадениями. В режиме единичных импульсов сигналы от двух ФЭУ просто суммировались и записывались как функция от энергии. В режиме совпадений, который записывался одновременно с режимом единичных импульсов, суммарный энергетический спектр от двух ФЭУ также записывался, но только в том случае, когда события в обоих ФЭУ происходили одновременно. Счет совпадений позволил отрезать события темнового тока в ФЭУ, которые обычно загрязняют единичные импульсы. На практике можно установить дискриминатор нижнего уровня на уровень, соответствующий единичным импульсам, чтобы отрезать события темнового тока. Такой подход несколько снижает некоторые из низкоэнергетических импульсов от ^{90}Sr , однако вклад темновых импульсов уменьшается существенно больше.

Вообще говоря, энергетический спектр ^{90}Sr «жестче», чем энергетический спектр фона. Значение максимальной энергии бета-спектра ^{90}Y равно 2,282 МэВ. Все фоновые события происходят при комптоновском рассеянии гамма-квантов, проникающих через вольфрамовые стенки камеры. Эти гамма-кванты земного происхождения (от радионуклидов ториевого ряда) простираются до 2,614 МэВ, но доминируют в спектре гамма-кванты от калия-40 с энергией 1,461 МэВ. Этот первичный спектр гамма-квантов до их прихода в измерительную камеру сильно деградирует в результате взаимодействия в осадках и вольфрамовых стенках камеры. Эти гамма-кванты редко оставляют всю энергию в воде. И сигнал, и фон занижаются в случае измерения совпадений преимущественно в связи с

потерей энергии вблизи одного из торцов камеры, не отражающих достаточного количества фотонов для регистрации дальним ФЭУ. Поскольку при регистрации ^{90}Sr обычно возникает больше световых квантов, чем при фоновых событиях, большее число событий от ^{90}Sr будет заставлять срабатывать оба ФЭУ одновременно. Следовательно, счетчик в режиме совпадений будет вырезать большую часть фоновых событий, нежели событий, связанных с регистрацией ^{90}Sr . Данные подтверждают эту гипотезу: фон в режиме совпадений составлял только 31 % от фона при счете единичных импульсов, в то время как скорость счета ^{90}Sr в режиме совпадений снижается на 52 %.

Чувствительность (т. е. доля сосчитанных импульсов от удельной активности ^{90}Sr) статистически основана на линейном соотношении интенсивности сигнала и обратно пропорциональна квадратному корню интенсивности фона. Отношение сигнала к фону равно 4,8 для режима совпадений и 5,2 для единичных импульсов. В пределах неопределенностей, которые еще предстоит определить, эти значения практически равны и могут быть достигнуты в режиме единичных импульсов без сложностей, которые возникают в режиме совпадений. Основываясь на этих измерениях, активность ^{90}Sr ниже предела, допустимого для питьевой воды, можно измерить меньше чем за 4 часа для доверительной вероятности 90 %.

Опубликованные описания других приборов для измерения черенковского излучения были опущены при составлении настоящего обзора, так как они далеки от требований, предъявляемых к черенковским детекторам, предназначение которых – длительная непрерывная работа в потоке.

Стандартизация активности при измерениях по черенковскому излучению

Измерение черенковского излучения практикуется во многих лабораториях, где имеется стандартное ЖС оборудование. Однако в основном выполняются сравнительные измерения. К преимуществам черенковского счета относится естественная дискриминация от α -излучения и низкоэнергетического β -излучения. Таким образом, некоторые потенциальные радиоактивные примеси или дочерние продукты не влияют на результаты измерений. Например, измерение ^{210}Pb по черенковскому излучению высокоэнергетического β -излучателя ^{210}Bi [17].

Количественный метод для стандартизации измерений радиоактивности по черенковскому излучению разработали Грау Малонда и Грау Карлес [18]. В версии их программы CHEREN4 [19] они представили метод со счетной системой с двумя ФЭУ, работающими в режиме совпадений. Метод основан на предположении, что число фотоэлектронов, созданных у фотокатода, следует распределению Пуассона и использует теорию Франка и Тамма для образования черенковского света. Более того, анизотропия испускания черенковского излучения достаточно просто принята во внимание. Процедура требует двух стандартных источников, например, ^{36}Cl и ^{32}P для определения свободного параметра, который используется для расчета эффективности регистрации черенковского излучения для других радионуклидов. Поскольку черенковское излучение более чувствительно к изменению рассчитанного β -спектра, метод был широко использован для исследования фактора бета-спектров [19–21].

Коссерт К. [22] подход Грау Малонда и Грау Карлеса [19–21] распространил на расчет эффективности в измерительной системе с тремя ФЭУ. Были выведены новые формулы, принимающие во внимание влияние анизотропии. Анизотропия описывается одним параметром с применением энергезависимой параметризации. Свободный параметр выводится из соотношения тройных совпадений и логической суммы двойных совпадений.

Новый метод был применен к анализу отдельных радионуклидов: ^{32}P , ^{89}Sr , ^{90}Y , $^{106}\text{Ru}/^{106}\text{Rh}$ и ^{204}Tl . Результаты по активности сравнивались с результатами, полученными методом стандартизации: активность $^{106}\text{Ru}/^{106}\text{Rh}$ была определена с использованием калиброванной ионизационной камеры, которая часто используется как вторичный стандарт. Все другие радионуклиды были измерены ЖС методом, с использованием метода трассирования эффективности, как и метода отношения тройных совпадений к двойным (TDCR – Triple to Double Coincidence Ratio).

Первый коммерчески доступный TDCR счетчик выпускает фирма Hidex Oy, Финляндия [23], мобильная TDCR система находится в стадии разработки [24]. Таким образом, метод получает распространение во многих лабораториях. Потенциальными приложениями метода могут быть измерения ^{32}P или ^{90}Y в ядерной медицине и мониторинг ^{210}Pb и изотопов стронция в окружающей среде. Хотя ожидаемые погрешности в TDCR выше, чем в ЖС, первый метод интересен тем, что не требует смешивания радиоактивных веществ

с органическими жидкостями и в результате приводит к снижению объема отходов.

Применение сместителей спектра при измерениях черенковского излучения

Анизотропия испускания черенковского излучения несколько снижает эффективность его регистрации, так как ухудшает вероятность равномерного распределения света между двумя или несколькими ФЭУ. В приборах, применяющихся для измерений черенковского излучения в лабораторных условиях, роль анизотропии снижают добавлением сместителей спектра, которые переизлучают свет равномерно во всех направлениях.

Пек Г. А., Смит Дж. Д. и Купер М. Б. [25] в качестве сместителей спектра при изучении возможности увеличения эффективности регистрации ^{210}Bi использовали 15 % Тритон X-100, β -нафтол, мононатриевую соль 7-амино-1,3-нафталин-дисульфоновой кислоты (ANDSAP), салицилат натрия. Уже предварительные испытания показали, что наибольшее влияние на эффективность регистрации β -излучения ^{210}Bi оказывает добавление 15 % раствора Тритона X-100 к водной пробе. При добавлении 15 % раствора Тритона X-100 и салицилата натрия (1 % м/объем) эффективность регистрации ^{210}Bi возрастает от 17 до 75 %. По утверждению авторов [25], эти добавки недороги и не представляют опасности для окружающей среды.

Иногда в качестве сместителей спектра используют 2,5-дифенилоксазол (PPO) или дифенилоксазолбензол (POPOP), но эти вещества плохо растворимы в воде, и вводить их приходится в виде растворов в органических растворителях, смешиваемых с водой, что уже не позволяет говорить о безопасности таких сбросов для окружающей среды.

Наконец, в некоторых из рассматривавшихся выше приборов для улучшения отражения и рассеяния черенковского излучения внутренними стенками аппаратуры применялись материалы с высокими отражающими и рассеивающими характеристиками (прежде всего тефлон).

Заключение

В большинстве случаев исследовательские работы по изучению влияния различных факторов на эффективность регистрации черенковского излучения выполнялись с помощью стандартной ЖС аппаратуры. Это значит, что объемы измеряемых

препаратов были относительно невелики (20 мл и менее), легко обеспечивались обычные приемы для снижения фона.

Разработка детектора для длительного и непрерывного измерения ^{90}Sr в потоке предъявляет особые требования к характеристикам этого прибора:

– объем измерительной камеры прибора должен быть относительно велик (≥ 1 л) для того, чтобы общая активность воды в камере могла быть измерима за приемлемое время;

– увеличение размеров измерительной камеры неизбежно затруднит снижение фона, чему должно быть уделено особое внимание;

– для уменьшения влияния взвешенного вещества поступающая вода должна проходить через фильтрующие системы относительно высокой производительности;

– внутренние стенки прибора должны обладать высокими отражающими и рассеивающими свет характеристиками;

– прибор должен по возможности позволять оценку абсолютной активности в потоке, т. е. измерять совпадения двойные и более высокой кратности;

– прибор должен быть мобильным, позволяющим оперативно измерять уровни радиоактивности в водах в результате чрезвычайных ситуаций.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (Госконтракт П 496).

Список литературы

1. Niese S. // J. Radioanal. Nucl. Chem., 1999, vol. 241, p. 499; Niese S. // J. Radioanal. Nucl. Chem., 2001, vol. 250, p. 581.

2. Сапожников Ю. А., Алиев Р. А., Калмыков С. Н. Радиоактивность окружающей среды. Теория и практика. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006.

3. L'Annunziata M. F. Cherenkov counting. In: L'Annunziata M.F. (Ed.) Handbook of Radioactivity Analysis. Second edition. Academic Press, Elsevier USA, 2003, p. 719.

4. Benitez-Nelson C. R., Moore W. S. // Marine Chemistry, 2006, vol. 100, p. 163.

5. Alberts J. J., Wahlgren M. A. // Environ. Sci. Technol., 1981, vol. 15, p. 94.

6. Orlandini K. A., Bowling J. W., Pinder J. E. III, Penrose W. R. // Earth Planet Sci. Lett., 2003, vol. 207, p. 141.

7. Стоячик Р., Сапожников Ю. А. Методы определения стронция-90 в морской воде. Литературный обзор. / Ред. журн. «Вестник МГУ. Химия». Москва, 1989. Деп. в ВИНТИ 10.11.1989, № 67–55.

8. Čerenkov P. A. // Compt. Rend. Acad. Sci. URSS, 1934, vol. 2, p. 451; Čerenkov P. A. // Phys. Rev., 1937, vol. 52, p. 378.

9. Frank I. M., Tamm I. G. // Dokl. Acad. Nauk SSSR, 1937, vol. 14, p. 109.

10. Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Кэбин Э. И. Частицы и ядра. Эксперимент. – М.: Изд-во МГУ, 2005.

11. Васильев Р. В., Гресс О. А., Коростелева Е. Е. и др. // Приборы и техн. эксперим., 2009, т. 52, № 2, с. 17.

12. Хохлов С. С., Воробьев И. А., Гулый В. Г. и др. Краткие сообщения по физике // Вестник ФИАН, 2010, т. 37, № 4, с. 50.

13. Сапожников Ю. А., Меркушов А. В., Мурзин В. Е. Черенковский детектор для измерения радиоактивности морской воды // Ученые МГУ – науке и производству. Открытия, изобретения, результаты научных исследований, предлагаемые для практического использования. – М.: Изд-во МГУ, 1984, с. 55.

14. Bowyer T. W., Geelhood B. D., Hossbach T. W. et al. // Nucl. Instr. Meth. A, 2000, vol. 406, p. 577.

15. Runkle R. C., Brodzinski R. L., Jordan D. V. et al. // Sensors, 2005, vol. 5, p. 51.

16. Brodzinski R. L., Runkle R. C., Hartman J. S. et al. // J. Radioanal. Nucl. Chem., 2008, vol. 277 (1), p. 235.

17. Arinc A., Cilligan C. R. D., Pearce A. K., Johansson L. C. // Poster presented at the International Conference on Advances in Liquid Scintillation Spectrometry. Davos, Switzerland, 2008, May 25–30, 2008.

18. Grau Malonda A., Grau Carles A. // The anisotropy coefficient in Cherenkov counting. Appl. Radiat. Isot., 1998, vol. 49, p. 1049.

19. Grau Carles A., Grau Malonda A. Comput. Phys. Commun., 2006, vol. 174, p. 30.

20. Grau Carles A., Grau Malonda A. // Nucl. Phys., 1996, vol. A 596, p. 83.

21. Grau Malonda A., Grau Carles A. // Appl. Radiat. Isot., 2002, vol. 56, p. 153.

22. Kossert K. // Appl. Radiat. Isot., 2010, vol. 67, p. 1116.

23. Hidex Oy. 2009. (<http://www.hidex.com>).

24. Ivan C., Cassette P., Sahagia M. // Appl. Radiat. Isot., 2008, vol. 66, p. 1006.

25. Peck G. A., Smith J. D., Cooper M. B. // J. Radioanal. Nucl. Chem., 1998. 238, p. 163.

Контактная информация –
Сапожников Юрий Александрович,
тел.: (495) 939-32-20; e-mail: yas34@mail.ru

Статья поступила в редакцию 30.06.2011.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 49–62.

ИНТЕГРИРОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ, ОПИСЫВАЮЩИХ ВЫГОРАНИЕ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Д. Г. Модестов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ»

Предлагается схема численного интегрирования набора дифференциальных уравнений с дополнительным условием постоянства мощности, которые получаются, в частности, при расчете выгорания топлива в ядерных реакторах. Также предлагается алгоритм разложения матрицы распадов, который, в конечном счете, позволяет решать эти уравнения с приемлемой точностью. Представлены результаты расчета набора методических задач.

Ключевые слова: ядерный состав, изотопный состав, выгорание, реактор, распад, сечение реакции, скорость наработки, задача Коши, численные методы, схема интегрирования, порядок точности, оценка погрешности.

INTEGRATING OF EQUATIONS DESCRIBING A BURN OUT OF NUCLEAR FUEL / D. G. MODESTOV //

We propose a scheme of numerical integrating of a set of differential equations with an additional condition of power constancy obtained, in particular, when calculating burn out of fuel in nuclear reactors. Also proposed is an algorithm of disintegration of decay matrix which finally allows solving of these equations with acceptable precision. Here are given results of calculation of a set of procedure problems.

Key words: nuclear composition, isotopic composition, burn-out, reactor, decay, reaction cross-section, rate of recovery, Cauchy problem, numerical methods, integrating circuit, order of accuracy, error evaluation.

Введение

Для задачи выгорания ядерного топлива в общем случае не может быть найдено точного решения. Приближенное решение, с использованием численных методов, требует построения конечномерного приближения этого решения. Данное приближение главным образом определяется методом расчета радиационных полей в системе. При использовании разностных методов для решения задач переноса, как, например, в [1], ядерные концентрации задаются в конечном наборе пространственных точек, связанных с пространственной сеткой. В том случае, если для расчета применяется метод статистического моделирования, вся система делится на конечное число пространственных областей. Одним из приближений, используемых в таком подходе, является постоянство концентраций в каждой из областей. Таким образом, для описания системы будет использоваться представление системы в виде набора пространственных элементов, под которыми, в зави-

симости от метода решения задачи переноса, подразумевается либо набор пространственных точек, либо набор областей. Для удобства пространственные элементы будут индексироваться греческими буквами. Что касается ядер, то здесь, как и в [2], они будут нумероваться начальным отрезком натуральных чисел. Таким образом, поле концентраций представляется набором чисел n_α^k , являющихся концентрациями ядер k -го типа в пространственном элементе α . При этом символом n_α (без верхнего индекса) в дальнейшем будет обозначаться набор концентраций ядер в соответствующем пространственном элементе.

Чтобы иметь возможность оценивать погрешность решения, необходимо определить метрику на пространстве состояний. Для этого удобно считать n_α элементом конечномерного векторного пространства с нормой l_1 :

$$\|n_\alpha\| = \sum_k |n_\alpha^k|. \quad (1)$$

Следует отметить, что такое определение имеет прозрачный физический смысл. Так, если вектор n_α лежит в физической области (т. е. все $n_\alpha^k \geq 0$), то его норма равна суммарной концентрации всех ядер в данном пространственном элементе. Видим, что норма (1) индуцирует операторную норму, которую можно определить следующим образом:

$$\|A\| = \max_j \sum_i |A^{i,j}|. \quad (2)$$

В математической модели матрица A представляет некоторый процесс, а ее компоненты A^{ij} определяют вклад в концентрацию i -го ядра от концентрации j -го в этом процессе. Соответственно, норму можно интерпретировать как оценку максимально возможного влияния данного процесса при заданном количестве ядер.

Для записи эволюционного уравнения удобно для каждого пространственного элемента определить матрицу \mathcal{K}_α^0 , в общем случае зависящую от времени, которая в дальнейшем будет называться матрицей реакций. Ее явный вид зависит от представления. В том случае, если в качестве пространственного элемента используется область α , то

$$\mathcal{K}_\alpha^{k,j}(t) = \frac{1}{V_\alpha} \int d\mathbf{r} \int dx N(x, \mathbf{r}, t) v(x) \sum_m w_m^{k,j}(x) \sigma_m^j(x), \quad (3')$$

где V_α – объем этой области, x – параметры частицы, $N(x, \mathbf{r}, t)$ – плотность числа частиц излучения, $v(x)$ – их скорость, $\sigma_m^j(x)$ – микроскопическое сечение m -й реакции на j -м ядре, $w_m^{k,j}(x)$ – баланс ядер сорта k на данной реакции (число ядер после реакции – число ядер до реакции). Несколько иное выражение получается, если же в этом качестве используется точка \mathbf{r}_α :

$$\mathcal{K}_\alpha^{k,j}(t) = \int dx N(x, \mathbf{r}_\alpha, t) v(x) \sum_m w_m^{k,j}(x) \sigma_m^j(x). \quad (3'')$$

С учетом введенных обозначений скорость изменения концентраций в каждом пространственном элементе можно записать, используя векторное представление

$$\frac{d}{dt} n_\alpha(t) = \mathcal{K}_\alpha n_\alpha(t) + \mathcal{K}_\alpha^0(t) n_\alpha(t), \quad (4)$$

где \mathcal{K}_α^0 – матрица распадов, явный вид которой приводится в работе [2].

Решение задачи Коши для набора дифференциальных уравнений (4), соответствующих набору пространственных элементов системы, дает значения концентраций на любой момент времени. Хотя эти уравнения имеют достаточно простой вид, нахождение точного решения в общем случае, даже при условии постоянства матрицы реакций, не представляется возможным. Следует отметить, что матрицы \mathcal{K}_α^0 и \mathcal{K}_α^0 в общем случае, с одной стороны, являются плохо обусловленными, а с другой – имеют большую размерность (в рассматриваемом ниже примере – 1508). Поэтому для решения задачи наиболее приемлемым вариантом представляется построение специализированного метода интегрирования. Сразу следует отметить, что алгоритм решения данной задачи в случае, когда $\mathcal{K}_\alpha^0 = 0$, описан в работе [2]. Однако его использование, даже с постоянной \mathcal{K}_α^0 , напрямую невозможно, так как основным свойством матрицы \mathcal{K}_α^0 , которое используется при построении данного алгоритма, является ее треугольный вид, который, в свою очередь, является следствием закона сохранения энергии. Для матрицы \mathcal{K}_α^0 , вследствие приноса энергии в ядро частицами излучения, такое утверждение не справедливо. Однако возможен приближенный расчет, в котором эта матрица рассматривается как малая добавка к \mathcal{K}_α^0 . Степень малости определяет время расчета, и поэтому для построения эффективной процедуры решения удобно, чтобы $\|\mathcal{K}_\alpha^0\|$, определяемая соотношением (2), была как можно меньше. К сожалению, данная матрица может содержать компоненты, имеющие большое значение. Но для большинства практических задач имеется возможность представить

$$\mathcal{K}_\alpha^0 = \Lambda^0 + \Lambda^1, \quad \mathcal{K}_\alpha^0(t) = \Omega_\alpha^0 + \Omega_\alpha^1(t), \quad (5)$$

где матрицы с индексом «0» являются треугольными и не зависящими от времени, а с индексом «1» имеют малую норму. Принципы этого разложения будут рассмотрены ниже.

Прежде построения алгоритма необходимо заметить, что зависимость матрицы реакций от времени определяется распределением нейтронов, которое, в свою очередь, определяется текущим полем концентраций. Последняя зависимость, при решении рассматриваемых задач, состоит в том, что $N(x, \mathbf{r}, t)$ является решением однородного уравнения переноса. В качестве нормировки при этом используется заданное значение мощности,

которое в дальнейшем будет обозначаться как W . Условие нормировки можно записать следующим образом:

$$W = \sum_{\alpha} (Q_{\alpha}, n_{\alpha}), \quad (6)$$

где скобкой обозначено скалярное произведение, а индекс α пробегает все пространственные элементы системы. Аналогично (3), в зависимости от представления компоненты вектора Q_{α} , характеризующие энерговыделение на ядрах в заданном элементе и в общем случае зависящие от времени, вычисляются либо как

$$Q_{\alpha}^i(t) = \int_{\alpha} d\mathbf{r} \int dx N(x, \mathbf{r}, t) v(x) \sum_m K_m^i(x) \sigma_m^i(x), \quad (7')$$

если задано областное представление, либо как

$$Q_{\alpha}^i(t) = V_{\alpha} \int dx N(x, \mathbf{r}, t) v(x) \sum_m K_m^i(x) \sigma_m^i(x), \quad (7'')$$

если представление точечное. В последнем случае V_{α} – это объем, приходящийся на данную пространственную точку, который определяется используемой разностной схемой, а через $K_m^i(x)$ обозначено энерговыделение на m -й реакции с i -м ядром при значении параметров частицы x .

Схема интегрирования

Для решения задачи Коши можно использовать различные приближения. Наиболее простым является предположение (см. [1, с. 445]) о том, что на любой момент существует конечный временной отрезок, в течение которого плотность числа частиц излучения можно считать постоянной. При этом временной интервал разбивается на отрезки, а вычисление компонент матрицы реакций производится в начальные моменты данных отрезков. Можно показать, что решение задачи Коши (4), с учетом разбиения (5) и условия постоянства матрицы (3), соответствует решению интегрального уравнения

$$\begin{aligned} n_{\alpha}(t) = & \left(e^{\Lambda_{\alpha} t} + \sum_{k=1}^m \frac{e^{\Lambda_{\alpha} t} - \sum_{j=0}^{k-1} \frac{(\Lambda_{\alpha} t)^j}{j!}}{\Lambda_{\alpha}^k} \Omega_{\alpha} (\Lambda_{\alpha} + \Omega_{\alpha})^{k-1} \right) n_{\alpha}(0) + \\ & + \int_0^t d\tau e^{\Lambda_{\alpha}(t-\tau)} \Omega_{\alpha} (\Lambda_{\alpha} + \Omega_{\alpha})^m \int_0^{\tau} d\tau' \frac{(\tau-\tau')^{m-1}}{(m-1)!} n_{\alpha}(\tau'), \quad m \geq 1, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\Lambda_{\alpha} = \Lambda^0 + \Omega_{\alpha}^0$, $\Omega_{\alpha}(t) = \Lambda^1 + \Omega_{\alpha}^1(t)$. Для построения схемы численного интегрирования удобно пренебречь последним членом в правой части уравнений (8). Обозначив через Δt шаг численного интегрирования, а через \mathcal{N} приближенное решение, можно получить

$$\mathcal{N}_{\alpha}^i(t + \Delta t) = U_{\alpha}(\Delta t) \mathcal{N}_{\alpha}^i(t). \quad (9)$$

Здесь $U_{\alpha}(\Delta t)$ – оператор, который в соответствии с (8) можно представить как

$$\begin{aligned} U_{\alpha}(\Delta t) = & e^{\Lambda_{\alpha} \Delta t} + \\ & + \sum_{k=1}^m \frac{e^{\Lambda_{\alpha} \Delta t} - \sum_{j=0}^{k-1} \frac{(\Lambda_{\alpha} \Delta t)^j}{j!}}{\Lambda_{\alpha}^k} \Omega_{\alpha} (\Lambda_{\alpha} + \Omega_{\alpha})^{k-1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Последовательное применение (9) позволяет получать приближенное решение для любых времен. При этом возникает проблема выбора шага интегрирования или связанная с ней проблема оценки точности решения. Эту точность удобно определить как норму невязки, которая, в свою очередь, определяется как разность между точным и приближенным решением. Для этой величины можно получить следующую оценку:

$$\|n_{\alpha}(t) - \mathcal{N}_{\alpha}^i(t)\| \leq t \frac{\Delta t^m}{(m+1)!} \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3(m), \quad (11)$$

где

$$\Delta t = \max_i \Delta t_i, \quad \gamma_1 = \max_{\tau \in [0, \Delta t]} \|e^{\Lambda_{\alpha} \tau}\|,$$

$$\gamma_2 = \max_{\tau \in [0, t]} \|e^{(\Lambda_{\alpha} + \Omega_{\alpha}) \tau}\|,$$

$$\gamma_3(m) = \max_{\tau \in [0, t]} \|\Omega_{\alpha} (\Lambda_{\alpha} + \Omega_{\alpha})^m n_{\alpha}(\tau)\|.$$

Исходя из этого соотношения, можно утверждать, что m имеет смысл порядка точности схемы.

Однако, хотя схема интегрирования (9), (10) позволяет решать поставленную задачу, она представляется не очень эффективной, так как не учитывает изменение матрицы реакций внутри временного интервала. Это изменение можно учесть, предположив, что обычно в задачах выгорания топлива распределение нейтронов по энергии и пространству меняется во времени значительно медленнее, чем число частиц, т. е. всегда существует временной отрезок, на котором с хорошей точностью можно считать

$$N(x, \mathbf{r}, t) = C(t) N_0(x, \mathbf{r}), \quad (12)$$

где дополнительно предполагается слабая зависимость нормирующего множителя от времени. Выбор отрезка делается исходя из практики таким образом, чтобы не превысить допустимую погрешность. Ненормированное распределение $N_0(x, \vec{r})$ получается при решении однородного уравнения переноса. Соответственно, величины (3) и (7) представляются в следующем виде:

$$\mathcal{K}_\alpha^0(t) = C(t)\omega_\alpha, \quad Q_\alpha(t) = C(t)q_\alpha, \quad (13)$$

где ω_α и q_α являются функционалами от $N_0(x, \vec{r})$ и, следовательно, не зависят от времени.

Здесь следует остановиться на вычислении множителя $C(t)$, который вычисляется из условия нормировки (6) и соотношения (13). Как видим, этот множитель зависит от ядерных концентраций во всей системе. Поэтому для вычисления его напрямую необходимо сначала определить эти концентрации, т. е. решить всю задачу. Однако гладкость всех концентраций, а также предполагаемая слабая зависимость от времени позволяют использовать разложение нормирующего множителя в степенной ряд

$$C(t) \approx \sum_{k=0}^M c_k \frac{t^k}{k!}, \quad c_k = \left. \frac{d^k C(t)}{dt^k} \right|_{t=0}. \quad (14)$$

В принципе, вычисление коэффициентов разложения, исходя из соотношений (6) и (13), с учетом уравнения (4), является простой, хотя и несколько громоздкой задачей. Но для наглядности представляется удобным привести явное выражение для первых двух из них, что, учитывая слабую зависимость от времени, в большинстве случаев является вполне достаточным,

$$c_0 = \frac{W}{b_0}, \quad c_1 = -\frac{c_0}{b_0} \sum_{\alpha} (q_\alpha, (\mathcal{K}_\alpha^0 + c_0 \omega_\alpha) n_\alpha(0)),$$

$$\text{где } b_0 = \sum_{\alpha} (q_\alpha, n_\alpha(0)).$$

Для решения уравнения (4) удобно выделить главную часть, т. е. сделать разложение матриц, аналогичное (5),

$$\omega_\alpha = \omega_\alpha^0 + \omega_\alpha^1.$$

Исходя из этого разложения, удобно выделить следующие матрицы:

$$\Lambda_\alpha = \Lambda^0 + c_0 \omega_\alpha^0, \\ \Omega_\alpha = \Lambda^1 + c_0 \omega_\alpha^1,$$

которые, учитывая представление нормировочного множителя (14), удовлетворяют следующему соотношению:

$$\mathcal{K}_\alpha^0 C(t) \omega_\alpha = \Lambda_\alpha + \Omega_\alpha + \sum_{k=1}^M c_k \frac{t^k}{k!} \omega_\alpha.$$

Из этого разложения, аналогично выводу оператора временного сдвига (10), можно получить другой оператор, учитывающий временную зависимость матрицы реакций,

$$U_\alpha(\Delta t) = e^{\Lambda_\alpha \Delta t} + \frac{e^{\Lambda_\alpha \Delta t} - 1}{\Lambda_\alpha} \Omega_\alpha + \\ + \sum_{k=0}^M \mathcal{K}_\alpha^k(t_0) \frac{e^{\Lambda_\alpha \Delta t} - \sum_{j=0}^k \frac{(\Lambda_\alpha \Delta t)^j}{j!}}{\Lambda_\alpha^{k+1}} \omega_\alpha, \quad (15)$$

где $\mathcal{K}_\alpha^0(t_0) = \sum_{n=1}^M c_n \frac{t_0^n}{n!}$, $\mathcal{K}_\alpha^k(t_0) = \sum_{n=0}^{M-k} c_{n+k} \frac{t_0^n}{n!}$, $k \neq 0$.

Как видим, эта схема по точности совпадает со схемой первого порядка ($m = 1$) для постоянного числа частиц и в то же время позволяет учитывать постоянство мощности рассчитываемой установки.

Разложение матрицы распадов для задач выгорания ядерного топлива

При работе энергетических ядерных установок, основанных на реакциях вынужденного деления, основными процессами, приводящими к изменению ядерного состава, являются радиационный захват нейтронов и деление последними тяжелых ядер. Соответственно, скорости наработки продуктов данных реакций в общем случае должны быть основными в матрице реакций ω_α , определяемой согласно (13) совместно, впрочем, с диагональными компонентами, описывающими убыль первичных ядер. При этом разложение (5) желательно производить таким образом, чтобы указанные компоненты были отнесены к ω_α^0 , что позволит уменьшить норму ω_α^1 . Основным же условием разложения (5) является то, что ω_α^0 должна быть треугольной. Так как диагональные компоненты не меняют треугольного вида, возможность отнесения их к данной матрице не вызывает сомнения. Чтобы это было возможно и для недиагональных компонент, необходимо ввести отношения частичного порядка (см. [2]) таким обра-

зом, чтобы первичные ядра в указанных реакциях были больше вторичных. С использованием этого отношения разложение (5) строится так, что если j -е ядро не следует за i -м, то компоненты $\omega_{\alpha}^{0,ij}$ являются нулевыми. Несложно показать, что если индексация не противоречит отношению порядка, т. е. выполняется условие

$$j\text{-е ядро} > i\text{-го ядра} \Rightarrow j > i,$$

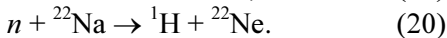
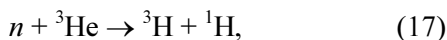
то матрица ω_{α}^0 будет треугольной.

Сразу можно отметить, что деление в данном контексте не вносит особых затруднений, так как для абсолютного большинства осколков получение первичного ядра посредством последовательности распадов и взаимодействий с нейтронами невозможно. Здесь большее опасение внушает количество этих осколков (например, по данным ENDF/B-VII, рекомендованным МАГАТЭ [3], порядка тысячи). Так как алгоритм, приведенный в [2], предназначен для вычисления функций от разреженной матрицы, то большое число компонент может привести к росту временных затрат. Вполне возможно, что приближенный учет вклада в наработку осколков деления позволит сделать схему численного интегрирования (15) более эффективной. Поэтому представляется необходимым вводить отношение порядка только для ядер с достаточно большим выходом. Влияние этой величины на эффективность схемы интегрирования будет рассмотрено ниже.

Что касается ядер, получающихся на поглощении, то желательным является, чтобы было справедливо отношение

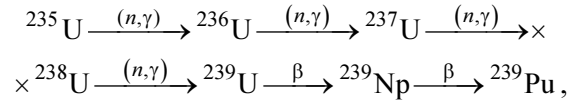
$$(Z, A) > (Z, A+1), \quad (16)$$

где Z – заряд ядра, а A – число нуклонов. Необходимо заметить, что, кроме указанных выше реакций деления и поглощения, имеется еще небольшое число реакций, скорости которых могут быть достаточно велики в данных задачах. Соответственно, для их продуктов желательно выполнение отношения, аналогичного (16). Анализ показывает, что в качестве этих дополнительных реакций достаточно рассматривать следующие четыре:



Как можно видеть, при добавлении подобных реакций невозможно сохранить индуцированную законом сохранения энергии упорядоченность

матрицы распадов \mathcal{K}^0 . Так, например, существование β -распада ${}^3\text{H}$ требует, чтобы было ${}^3\text{H} > {}^3\text{He}$. В то же время включение реакции (17) приводит к противоречащему условию: ${}^3\text{He} > {}^3\text{H}$. Впрочем, чаще встречаются не столь явные противоречия. Например, существует α -распад ${}^{239}\text{Pu}$, который приводит к установке соотношения ${}^{239}\text{Pu} > {}^{235}\text{U}$. Но при учете поглощений существует цепочка реакций,



которая, учитывая (16), требует выполнения обратного условия.

Таким образом, добавить вышеописанные реакции, сохраняя отношение порядка, определяемое матрицей распада \mathcal{K}^0 , невозможно. Однако представляется возможным выделить из этой матрицы небольшую, в смысле малости нормы (2), часть таким образом, чтобы отношение порядка, индуцируемое оставшейся частью, позволяло учесть и указанные реакции, т. е. сделать разложение для матрицы распадов: $\mathcal{K}^0 = \Lambda^0 + \Lambda^1$. При этом в Λ^1 ненулевыми являются только недиагональные компоненты, которые (см., например, [2]) всегда положительны. Для указанного разложения возможен вариант, когда задается некоторое характерное время t , при использовании которого это разложение имеет вид

$$\Lambda^{0,ij} = \begin{cases} \mathcal{K}^{ij} & , (i=j) \vee (\mathcal{K}^{ij}t \geq 1) \\ 0 & , (i \neq j) \wedge (\mathcal{K}^{ij}t < 1) \end{cases}, \quad (21)$$

$$\Lambda^{1,ij} = \begin{cases} 0 & , (i=j) \vee (\mathcal{K}^{ij}t \geq 1) \\ \mathcal{K}^{ij} & , (i \neq j) \wedge (\mathcal{K}^{ij}t < 1) \end{cases}. \quad (22)$$

Учитывая определение нормы, а также разреженность матрицы распадов, можно сделать оценку:

$\|\Lambda^1\| \approx \frac{1}{t}$, которая позволяет выбирать характерное время.

Для построения матрицы ω_{α}^0 отношение частичного порядка на множестве ядер, определяемое Λ^0 , необходимо расширить таким образом, чтобы по возможности выполнялось (16), а также аналогичные соотношения для реакций (17–20). Кроме того, может быть желательно, чтобы ненулевыми компонентами в ω_{α}^0 были и скорости наработок некоторых, наиболее представительных осколков

деления. Для этого можно ввести параметр y , используя который, отношение частичного порядка между j -м ядром и осколком его деления i устанавливается следующим образом:

$$w_i(0) > y \Rightarrow j > i, \quad (23)$$

где $w_i(0)$ – выход i -го ядра на делении j -го нейтроном с нулевой энергией. Следует заметить, что зависимость выхода от энергии обычно достаточно слабая, и если выполняется (23), то аналогичное соотношение будет справедливо и для других энергий, заметно меньше энергии, высвобождаемой при делении (~200 МэВ).

Подытоживая все вышеперечисленное, алгоритм разложения матриц можно описать следующим образом. Задаются матрица реакций \mathcal{K}^0 и параметры разложения: t и y . Вычисляется матрица реакций $\omega_\alpha(t)$. Далее производятся следующие действия:

1. Делается разложение $\mathcal{K}^0 = \Lambda^0 + \Lambda^1$ по формулам (21), (22).
2. Вводится отношение частичного порядка на множестве ядер, определяемое матрицей Λ^0 .
3. В определение этого отношения последовательно добавляются правила (16–20) и (23), не противоречащие текущим правилам.
4. Создается матрица ω_α^0 , ненулевые компоненты которой являются компонентами $\omega_\alpha(0)$, удовлетворяющими введенному отношению частичного порядка.
5. $\omega_\alpha^1(t) = \omega_\alpha(t) - \omega_\alpha^0$.

Следует заметить, что при выполнении пунктов 1–3 не используется матрица реакций, что позволяет при реализации выполнять их только один раз на расчет, что, в свою очередь, позволяет заметно экономить время, особенно в задачах с большим количеством пространственных элементов.

Как видим, получившаяся матрица $\Lambda_\alpha = \Lambda^0 + \Omega_\alpha^0$ является треугольной и разреженной, а $\Omega_\alpha(t) = \Lambda^1 + \Omega_\alpha^1(t)$, по предположению, имеет малую норму. Впрочем, последнее необходимо проверять. В общем случае сделать это невозможно, но далее будет рассмотрен методический расчет модельного реактора, на примере которого можно будет сделать численные оценки. Здесь же считаем необходимым привести параметры, которые представляются наиболее эффективными для расчета реакторных задач:

$$t = 10 \text{ лет,}$$

$$y = 0,1,$$

$$\text{порядок схемы} = 1,$$

и получены по результатам ряда численных расчетов с целью минимизации времени счета. Здесь $y = 0,1$ фактически означает, что наработка осколков деления относится к $\Omega_\alpha(t)$.

Стоит остановиться на значении множителя γ_2 , используемого для оценки погрешности расчета по формуле (11). Не приводя строгого вывода, можно заметить, что по определению нормы $\|e^{(\Lambda_\alpha + \Omega_\alpha)t}\|$ имеет смысл максимально возможного увеличения числа ядер в системе за время t . При этом, если не рассматривать как ядра изотопы водорода и гелия, наработка которых в реакторных задачах не представляет особого интереса, размножение числа частиц идет только на реакциях деления. Учитывая при этом, что осколки деления не являются делящимися материалами, несложно доказать, что в рассматриваемых задачах можно считать $\gamma_2 < 2$. Что касается γ_1 , то при приведенных выше параметрах матрица Λ_α , вследствие отсутствия в ней наработок осколков деления, описывает процесс без размножения ядер. То есть $\gamma_1 = 1$. Но даже при использовании других параметров, учитывая, что для решения рассматриваемых задач с приемлемой для практики точностью требуется не менее десятка шагов, можно считать, что с хорошей точностью $\gamma_1 = 1$ ($\approx \sqrt[10]{2}$).

Модельный реактор на тепловых нейтронах

Наиболее значимым для практики представляется расчет эволюции изотопного состава в энергетических реакторах. Соответственно, возникает проблема выбора схемы численного интегрирования, которая позволит как можно более эффективно проводить расчеты подобного типа. Следует отметить, что в настоящее время наиболее распространенными являются энергетические реакторы на тепловых нейтронах. А среди последних широкое распространение получили реакторы типа ВВЭР. Но расчет реактора является достаточно трудоемкой задачей. Поэтому полномасштабная модель не годится для методических расчетов. Соответственно, удобно построить упрощенную модель, но такую, которая обладает близкими характеристиками с полномасштабной. Наиболее простой представляется расчетная модель,

геометрия которой состоит из двух цилиндров: внешнего и внутреннего. Внутренний цилиндр вложен во внешний строго по середине, т. е. соосно и с одинаковыми расстояниями до торцов. Геометрические параметры внутреннего цилиндра близки к параметрам ТВЭЛа ВВЭР, представленным в [4]: диаметр 0,757 см, высота 353 см. Начальный ядерный состав внутреннего цилиндра соответствует одному из вариантов оксидного топлива обогащения 3,3 % и приводится ниже в табл. 1.

Таблица 1

Начальный состав топлива

Ядро	^{16}O	^{235}U	^{236}U	^{238}U
Концентрация, $\sigma^{-1}\text{см}^{-1}$	4,5918 E-02	7,6701 E-04	2,3207 E-05	2,2192 E-02

Внешний цилиндр высотой 473 см и диаметром 3,6 см подбирался, исходя из характеристик активной зоны ВВЭР, таким образом, чтобы коэффициент размножения нейтронов в системе был немного больше единицы (начальное значение $k_{эф} = 1,015$). Область внешнего цилиндра, исключая внутренний, заполнена водой с молекулярной концентрацией $0,025436 \sigma^{-1}\text{см}^{-1}$ при температуре 570 К. На всей внешней границе поставлено условие зеркального отражения нейтронов.

Расчеты проводились при условии постоянства мощности. Мощность системы оценивалась по следующим характеристикам [4] реактора ВВЭР-1000 в модификации В-187, разработанной для 5-го блока НВАЭС:

тепловая мощность	3 ГВт;
число ТВС	151;
число ТВЭЛ в одной ТВС	317.

Технические характеристики других модификаций различаются несущественно. Из этого можно сделать вывод, что средняя тепловая мощность, приходящаяся на один ТВЭЛ, составляет примерно 4×10^{23} эВ/с. Данное значение и использовалось при проведении расчетов. При этом, чтобы исключить влияние статистической погрешности, для матрицы реакций (3) использовались одни и те же скорости наработки, оцененные в начальный момент времени. Хотя такое приближение не позволяет учитывать изменение нейтронного спектра, связанное с наработкой плутония, но оно несущественно сказывается на характере самого процесса. Поэтому для методических расчетов, предназначенных для выбора параметров схемы численного

интегрирования, данное приближение представляется вполне удовлетворительным.

Сам расчет проводился на время до 208 недель, т. е. порядка четырех лет с параметрами разложения матрицы распадов, приведенными в предыдущем разделе статьи. Изменение ядерного состава рассматривалось только в топливе. Для оценки шага численного интегрирования, по формуле (11), необходимо оценить значение параметра γ_3 . Следует отметить, что величина, определяющая значение этого параметра, сначала растет со временем от почти нулевого значения до максимума, а потом монотонно спадает. Так как поведение вблизи начала отсчета не слишком показательно, представляется, что реальное значение γ_3 определяется точкой на ниспадающем участке. Расчеты показали, что для рассматриваемой задачи

$$\gamma_3(1) \in (2 \times 10^{-20}, 5 \times 10^{-19}) \text{ с}^{-2} \sigma^{-1} \text{ см}^{-1}. \quad (24)$$

Для определения необходимой погрешности можно отметить, что за время процесса изотоп ^{235}U выгорает до концентрации примерно $6 \times 10^{-7} \sigma^{-1}\text{см}^{-1}$. Соответственно с этим значением выбор $\Delta n = 10^{-7}$ представляется вполне достаточным. Используя данную величину, оценку (24) и оценку $\gamma_1 \gamma_2 = 2$, приведенную выше, получаем

$$\Delta t \approx 0,5 - 11 \text{ часов}. \quad (25)$$

Важной характеристикой точности расчета является условие постоянства мощности. Для выполнения этого условия расчет эволюции состава разбивается на циклы, в начале каждого из которых, используя выражение (14), определяется зависимость нормирующего множителя от времени. При этом погрешность, вызванную несохранением мощности, можно оценить, вычисляя последнюю в конечный момент времени цикла по формуле (7). Следует отметить, что в практических расчетах понятие цикла возникает и из других соображений – при линеаризации задачи.

В табл. 2 приводятся значения концентрации ^{235}U в конце процесса при различных параметрах схемы. Данная величина приводится потому, что она, как показали расчеты, наиболее сильно зависит от этих параметров. Здесь используются следующие обозначения:

- Δt – шаг численного интегрирования,
- m – порядок схемы (10),
- M – степень разложения (14),
- $t_{ц}$ – время цикла.

Таблица 2

Конечная концентрация урана
при разных параметрах схемы

Δt	m	M	$t_{ц}$	$^{235}\text{U}, \sigma^{-1}\text{см}^{-1}$
1 час	1	0	1 неде- ля	6,3713E-07
1 час	2	0	1 неде- ля	6,3713E-07
1 час	3	0	1 неде- ля	6,3713E-07
1 час	1	0	1 день	6,1629E-07
1 час	1	0	6 часов	6,1373E-07
1 час	1	0	1 час	6,1303E-07
1 час	1	1	1 неде- ля	6,1286E-07
1 день	1	0	1 неде- ля	6,3717E-07
1 день	2	0	1 неде- ля	6,3713E-07
1 день	1	1	1 неде- ля	6,1288E-07

Шаг интегрирования выбирался с учетом оценки (25). Как видим, при выборе продолжительности цикла в неделю и $M = 0$, т. е. считая нормировочный множитель (12) постоянным, относительная погрешность концентрации равняется приблизительно 4 %, что представляется достаточно большой величиной. Расчетную погрешность можно оценить, заметив, что зависимость конечной концентрации урана от времени цикла при одинаковых остальных параметрах хорошо приближается линейной функцией

$$n = 6,1286\text{E-}07 + 1,444\text{E-}10 t_{ц}, \quad (26)$$

где $t_{ц}$ дается в часах. Такое поведение должно наблюдаться вблизи точного значения, когда членами высших порядков можно пренебречь. Таким образом, первый член вышеприведенной формулы может считаться «точным» значением.

Из табл. 2 видим, что порядок схемы и шаг интегрирования слабо влияют на результат. Гораздо сильнее сказывается время цикла, либо порядок разложения в степенной ряд. При этом варьирование последнего параметра предпочтительнее, так как его увеличение на единицу приводит к вычислению одной дополнительной матричной функции, что практически не сказывается на расчетном времени. Следует отметить, что оба этих параметра, в первую очередь, влияют на точность выполнения условия сохранения мощности (6) во время цикла. Несохраниение мощности можно оценить по ее невязке, т. е. отлнчию от задан-

ного значения в конце цикла. Относительное значение данной величины (ΔQ), а также относительная погрешность концентрации ^{235}U , определенная по табл. 2 и формуле (26), приводятся в табл. 3. Как видим, при $M = 0$ существует явная корреляция между этими величинами: $\Delta^{235}\text{U} \approx 3\Delta Q$. Что касается последней строки, то приведенная там нулевая погрешность концентрации (при учете пяти значащих цифр), при невязке мощности большей, чем в первой строке, объясняется разным поведением расчетной мощности в схемах разной степени. Если при использовании нулевой степени обычно мощность монотонно уменьшается, то при больших степенях она ведет себя немонотонно. Соответственно, коэффициент корреляции получается значительно меньшим. А учитывая еще и то, что при использовании алгоритма расчета матричных функций, предлагаемого в [2], время вычисления тензора примерно в 100 раз превышает время расчета шага, а также то, что это вычисление делается раз за цикл, можно утверждать, что схемы с ненулевой степенью разложения предпочтительны при решении реакторных задач. Впрочем, степень $M = 1$ представляется вполне достаточной.

Таблица 3

Связь невязки мощности в конце цикла
с погрешностью расчета

$t_{ц}$	M	$\Delta Q, \%$	$\Delta^{235}\text{U}, \%$
1 час	0	0,008	0,023
6 часов	0	0,05	0,14
1 день	0	0,18	0,56
1 неделя	0	1,3	3,9
1 неделя	1	0,015	0

Следует отметить, что при решении задач переноса, в рамках задачи изменения ядерного состава, возникает понятие шлака. Этим термином обычно обозначают набор имеющихся в составе ядер, взаимодействием с которыми по разным причинам пренебрегают. При этом наиболее веской причиной является отсутствие данных по взаимодействиям. Так, в рассматриваемой задаче состав, определенный по реакциям, содержащимся в библиотеке ENDF/B-VII, содержал 1508 ядер. В то время как в этой же библиотеке имеются данные по нейтронным реакциям только на 393 ядрах. Соответственно, доля шлака является важной величиной, так как она вносит заметный вклад в погрешность оценки нейтронной плотности, которая, в свою очередь, определяет погрешность

компонент матрицы реакций. Как показывают расчеты, эта доля растет со временем и на конечный момент составляет примерно 0,013 %. Учитывая, что данные об основных поглотителях и делящихся материалах содержатся в указанной библиотеке, можно утверждать, что в шлаке не содержатся ядра с большими сечениями в тепловой области, так что относительная погрешность, вносимая его приближенным учетом, порядка или меньше 10^{-4} .

Заключение

Таким образом, учет зависимости от времени нормирующего множителя матрицы реакций, на основе гипотезы (12), позволяет уменьшить, по сравнению с использованием условия постоянства числа нейтронов, трудоемкость расчетов выгорания топлива в ядерных энергетических устройствах. Применяемая при этом схема (15) не требует дополнительных временных затрат для расчета одного шага, по сравнению со схемой первого порядка (10). Следовательно, в любом случае схема (15) не должна приводить к увеличению времени счета задачи.

Следует отметить, что на основе проведенных методических расчетов можно сделать вывод о несущественном выигрыше при использовании схем высокого порядка точности при решении реакторных задач. Поэтому здесь предлагается только схема первого порядка.

Также на основе методических расчетов можно сказать, что использовавшийся здесь алгоритм разложения матрицы распадов представляется пригодным для решения задач рассматриваемого класса. Учитывая, что при шаге интегрирования получающаяся погрешность порядка 10^{-11} (или в пятом знаке) на уране заведомо превышает погрешность используемых констант, этот шаг вполне допустимо увеличить при проведении прикладных расчетов.

Список литературы

1. Белл Д., Глесстон С. Теория атомных реакторов. – М.: Атомиздат, 1974.
2. Модестов Д. Г. Решение уравнений радиоактивного распада // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2006. Вып. 3. С. 54–58.
3. IAEA Nuclear Data Centre, <http://www-nds.iaea.org>.
4. Шмелев В. Д., Драгунов Ю. Г., Денисов В. П., Васильченко И. Н. Активные зоны ВВЭР для атомных электростанций. – М.: ИКЦ «Академкнига», 2004.

Контактная информация –
Модестов Дмитрий Геннадиевич
тел.: (35146) 54730;
e-mail: dgmodestov@vniief.ru.

Статья поступила в редакцию 29.08.2011.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 63–71.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОДА PSG2/SERPENT ДЛЯ РАСЧЕТА K_{ef} УРАН-ВОДО-ГРАФИТОВЫХ СИСТЕМ

А. А. Строганов, А. В. Курындин, А. Ю. Аникин, Д. К. Герасимов

ФБУ «НТЦ ЯРБ»

Расчет K_{ef} с использованием различных программных средств (ПС) является неотъемлемой частью анализа безопасности любых систем, содержащих ядерные делящиеся материалы. Однако любое ПС характеризуется областью применения и погрешностью, которые обычно определяются путем сопоставления результатов, полученных с помощью данного ПС, с экспериментальными значениями. Этот метод считается общепринятым и называется верификацией ПС.

В настоящей работе проведена верификация ПС PSG2/SERPENT для расчета K_{ef} уран-водо-графитовых систем на основе сопоставления с экспериментом на критическом стенде реактора РБМК, проведенном в РНЦ КИ. Полученные результаты демонстрируют высокую точность ПС PSG2/SERPENT и возможность его применения для расчета K_{ef} уран-водо-графитовых систем.

Ключевые слова: верификация, PSG2/SERPENT, РБМК-1000.

CRITICALITY CALCULATIONS OF URANIUM-WATER-GRAPHITE SYSTEMS USING PSG2/SERPENT CODE / A. A. STROGANOV, A. V. KURYNDIN, A. Y. ANIKIN, D. K. GERASIMOV // Criticality calculations using different software codes (SC) are an integral part of safety analysis of any systems containing nuclear fissile materials. However, any SC is characterized by range of application and accuracy. These characteristics usually are estimated by comparison of results calculated by SC with experimentally measured values. Such investigation is called verification.

This paper represents results the verification of PSG2/SERPENT for using in criticality calculations of uranium-water-graphite systems based on comparison of K_{ef} values, calculated by PSG2/SERPENT with experimental data measured on the RBMK critical stand by RRC KI. The results demonstrate a high accuracy of PSG2/SERPENT and possibility of using it for criticality calculations of uranium-water-graphite systems.

Key words: verification, PSG2/SERPENT, RBMK-1000.

Введение

Расчет K_{ef} с использованием различных программных средств (ПС) является неотъемлемой частью анализа безопасности любых систем, содержащих ядерные делящиеся материалы. Однако любое ПС характеризуется областью применения и погрешностью, обусловленной используемыми численными методами решения уравнений переноса нейтронов, нейтронно-физическими константами, а также принятыми расчетными упрощениями и допущениями. Общепринятым во всем мире способом определения погрешности (а также границ применимости) ПС является его верификация путем сопоставления полученных с его использованием значений с экспериментально изме-

ренными. В течение долгого времени поиск подходящего для верификации эксперимента отнимал много времени и сил.

Ситуация кардинально изменилась, когда в 1992 г. для поиска, оценки, верификации и документирования всех экспериментов, пригодных для проведения верификации нейтронно-физических кодов и ядерных данных, департаментом энергетики США (DOE) был начат проект по созданию базы данных ядерных экспериментов «Criticality Safety Benchmark Evaluation Project» (CSBEP) [1]. В 1995 г. проект приобрел международный статус и название было изменено на «International Criticality Safety Benchmark Evaluation Project» (ICSBEP). На данный момент база данных «International Handbook of Evaluated

Criticality Safety Benchmark Experiments» [2] насчитывает более 3300 различных экспериментов.

В настоящей работе проведена верификация ПК PSG2/SERPENT [3] для расчета K_{ef} уран-водо-гра-фитовых систем на основе сопоставления с экспериментом [4]. В рамках данного эксперимента были исследованы 28 различных конфигураций критической сборки на основе топлива РБМК, в том числе включающих бор- и торий-содержащие поглотители.

PSG2/SERPENT [3] представляет собой программное средство, реализующее метод Монте-Карло и позволяющее проводить расчеты изменения нуклидного состава ОЯТ, а также K_{ef} сколь угодно сложных систем, используя для их описания двух- или трехмерную геометрию. Способность PSG2/SERPENT моделировать сложную геометрию позволяет проводить расчеты так называемых «full-core» систем, т. е. моделировать загрузку целого реактора с возможностью описания каждого отдельного элемента, канала или ячейки активной зоны реактора. В качестве примера на рис. 1 приведено сечение фрагмента трехмерной математической модели ТВС РБМК-1000, используемой в расчетах.

Как уже отмечалось выше, для проведения верификации был выбран эксперимент на критической сборке РБМК [4]. Помимо экспериментально измеренных значений K_{ef} описание эксперимента [4] содержит результаты расчета K_{ef} , полученные с помощью кодов MCNP [6] и MCU [7], что, в свою очередь, позволяет оценить не только применимость и погрешность кода PSG2/SERPENT [3], но и сравнить его точность с аналогичными ПК. Стоит отметить, что ранее верификация ПК PSG2/SERPENT производилась лишь в виде расчетного эксперимента на двухмерных моделях решеток ТВС легководных реакторов типа LWR и ВВЭР-440 [5].

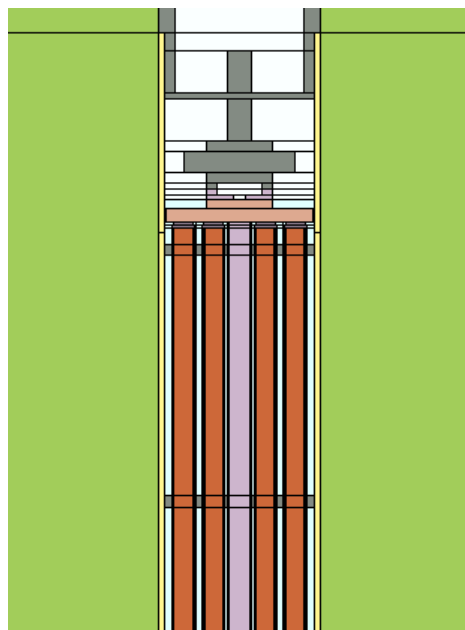


Рис. 1. ТВС РБМК-1000

Критическая сборка эксперимента [4] представляет собой графитовую кладку, содержащую 324 (18×18) канала, идентичных каналам реактора РБМК-1000, однако меньших по высоте. В эксперименте использованы ТВС, состоящие из одного пучка твэлов (ТВС реактора РБМК-1000 состоит из двух пучков), с обогащением топлива от 1,8 до 2,2 %, в том числе ТВС с дополнительными дистанционирующими решетками. Все эксперименты проводились при комнатной температуре (температура воды составляла 18 °С).

В табл. 1 описаны конфигурации, содержащие дополнительные элементы критической сборки. Конфигурации, не описанные в таблице, содержат исключительно топливные каналы.

Таблица 1

Описание конфигураций, содержащих дополнительные элементы критической сборки

№	Дополнительные элементы				
	Борсодержащий поглотитель, размещенный в водном канале	Борсодержащий поглотитель, размещенный в сухом канале	Торийсодержащий поглотитель, размещенный в водном канале	Торийсодержащий поглотитель, размещенный в сухом канале	ТВС с дополнительным числом дистанционирующих решеток
11	+	-	-	-	-
12	-	+	-	-	-
13	+	-	-	-	-
14	+	-	-	-	+
15	-	+	-	-	-
16	-	+	-	-	+

№	Дополнительные элементы				
	Борсодержащий поглотитель, размещенный в водном канале	Борсодержащий поглотитель, размещенный в сухом канале	Торийсодержащий поглотитель, размещенный в водном канале	Торийсодержащий поглотитель, размещенный в сухом канале	ТВС с дополнительным числом дистанционирующих решеток
17	+	-	-	-	-
18	+	-	-	-	-
19	-	-	+	-	-
20	-	-	+	-	-
21	-	-	-	+	-
22	-	-	-	+	-
23	-	-	+	-	-
24	-	-	+	-	-
25	-	-	+	-	-
26	-	-	+	-	-
27	-	-	-	+	-
28	-	-	-	+	-

На рис. 2 в качестве примера приведены картограммы загрузки для конфигураций № 17 и 18 эксперимента [4], а также полученные для этих конфигураций изображения распределения потока нейтронов, рассчитанного с использованием ПС PSG2/SERPENT.

Созданные с помощью PSG2/SERPENT модели всех конфигураций эксперимента максимально точно описывают все элементы системы, а также учитывают примеси, содержащиеся в материалах активной зоны.

Результаты расчета значения K_{ef} с помощью PSG2/SERPENT, а также результаты, полученные с помощью MCU и MCNP4C, приведены в табл. 2. В скобках указаны отклонения расчетных значений от экспериментальных, рассчитанных по формуле

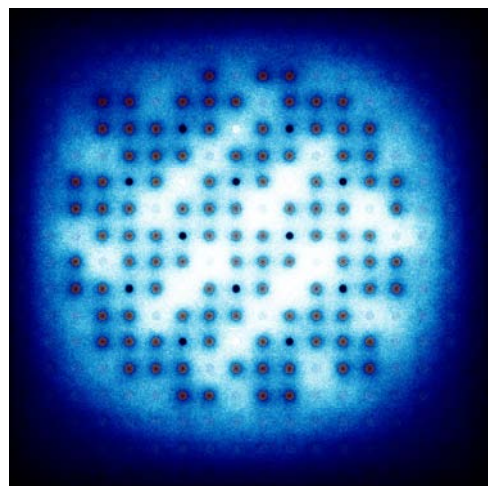
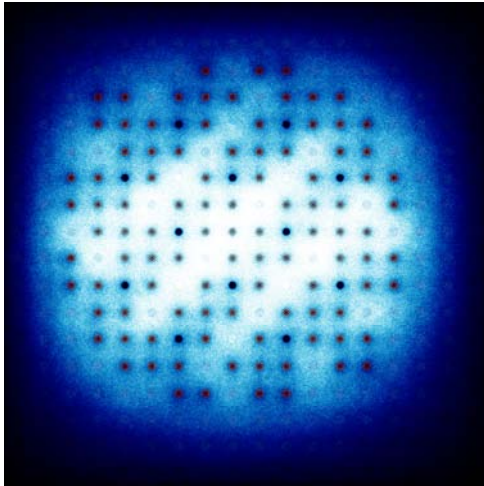
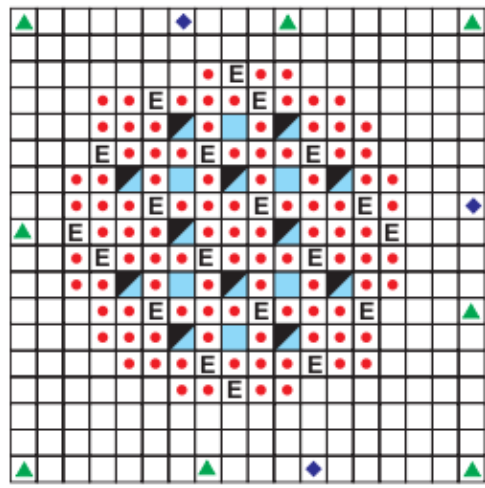
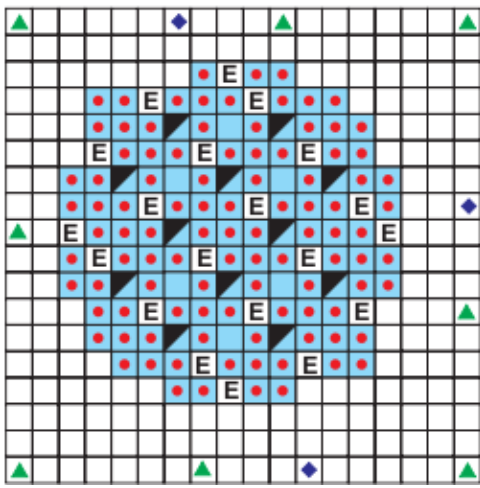
$$D = \frac{K_{ef}(i) - K_{ef}(\text{exp})}{K_{ef}(\text{exp})} 100\%, \quad (1)$$

где $K_{ef}(\text{exp})$ – экспериментальное значение коэффициента размножения нейтронов;

$K_{ef}(i)$ – расчетное значение коэффициента размножения нейтронов для i -го кода.

Полученные результаты демонстрируют, что программное средство PSG2/SERPENT позволяет проводить расчеты K_{ef} уран-водо-графитовых сборок различных конфигураций. Точность расчетов не уступает, а в некоторых случаях даже превосходит точность аналогичных ПС. Стоит также отметить, что программное средство PSG2/SERPENT не уступает и по количеству сервисного инструментария и широким возможностям параметризации расчета.

Проведенная верификация программного средства PSG2/SERPENT позволяет сделать выводы о его применимости для исследования задач ядерной безопасности активной зоны реактора РБМК в широком диапазоне изменений начальных параметров расчетов, а наличие различных типов поглотителей в составе рассмотренных конфигураций критической сборки подтверждает возможность применения программного средства PSG2/SERPENT для исследования реакторной кинетики.



а

б

Рис. 2. Картограмма загрузки и распределение потока нейтронов для конфигураций № 17 (а) и 18 (б): ● – ТВС в сухом канале; ■ – ТВС в водном канале; □ – пустой канал с облученным графитом; □ – пустой канал; ▣ – борный поглотитель в водном канале; □ – водная ячейка; ◆ – детектор СНМ-11; ▲ – детектор КНК-56

Таблица 2

Результаты расчета значений K_{ef}

№	PSG2/SERPENT 1.1.13	MCNP4C	MCU	Эксперимент
	(ENDF/B-6.8)	(ENDF/B-V)	(DLC/MCUDAT-2.1)	
1	1,0003 (0,13%)	1,0023 (0,33%)	1,0024 (0,34%)	0,9990
2	0,9975 (-0,02%)	1,0020 (0,43%)	1,0069 (0,92%)	0,9977
3	1,0023 (0,22%)	1,0031 (0,30%)	1,0049 (0,48%)	1,0001
4	1,0023 (0,06%)	1,0044 (0,27%)	1,0087 (0,70%)	1,0017
5	1,0043 (0,26%)	1,0043 (0,26%)	1,0049 (0,32%)	1,0017
6	0,9899 (-0,03%)	0,9937 (0,35%)	0,9982 (0,81%)	0,9902
7	1,0070 (0,42%)	1,0075 (0,47%)	1,0085 (0,57%)	1,0028
8	1,0045 (0,06%)	1,0106 (0,67%)	1,0149 (1,10%)	1,0039
9	1,0071 (0,28%)	1,0082 (0,39%)	1,0079 (0,36%)	1,0043
10	1,0010 (-0,04%)	1,0061 (0,47%)	1,0085 (0,71%)	1,0014
11	1,0049 (0,48%)	1,0043 (0,42%)	1,0062 (0,61%)	1,0001
12	1,0046 (0,37%)	1,0038 (0,29%)	1,0039 (0,30%)	1,0009
13	1,0034 (0,24%)	1,0038 (0,28%)	1,0036 (0,26%)	1,0010

№	PSG2/SERPENT 1.1.13	MCNP4C	MCU	Эксперимент
	(ENDF/B-6.8)	(ENDF/B-V)	(DLC/MCUDAT-2.1)	
14	0,9984 (-0,31%)	1,0036 (0,21%)	1,0083 (0,68%)	1,0015
15	1,0015 (0,03%)	1,0017 (0,05%)	1,0022 (0,10%)	1,0012
16	0,9980 (-0,27%)	0,9989 (-0,18%)	1,0037 (0,30%)	1,0007
17	1,0053 (0,38%)	1,0058 (0,43%)	1,0071 (0,56%)	1,0015
18	1,0001 (-0,08%)	1,0054 (0,45%)	1,0086 (0,77%)	1,0009
19	1,0030 (0,20%)	1,0049 (0,39%)	1,0044 (0,34%)	1,0010
20	1,0032 (0,10%)	1,0094 (0,52%)	1,0061 (0,19%)	1,0042
21	1,0034 (0,28%)	1,0043 (0,37%)	1,0044 (0,38%)	1,0006
22	1,0038 (-0,01%)	1,0084 (0,45%)	1,0051 (0,12%)	1,0039
23	1,0036 (0,16%)	1,0057 (0,37%)	1,0064 (0,44%)	1,0020
24	1,0013 (-0,15%)	1,0070 (0,42%)	1,0043 (0,15%)	1,0028
25	1,0051 (0,35%)	1,0060 (0,44%)	1,0062 (0,46%)	1,0016
26	0,9998 (0,02%)	1,0052 (0,56%)	1,0061 (0,65%)	0,9996
27	1,0056 (0,25%)	1,0061 (0,30%)	1,0050 (0,19%)	1,0031
28	1,0016 (-0,12%)	1,0063 (0,35%)	1,0083 (0,55%)	1,0028

Список литературы

1. Briggs J. B., Nouri A., Dean V. A. F. Nuclear knowledge management experience of the international criticality safety benchmark evaluation project // IAEA-CN-123/03/O/04.

2. International handbook of evaluated criticality safety benchmark experiments, NEA/NSC/DOC(95)03/I-VIII, OECD-NEA, September, 2004.

3. Leppänen J. PSG2/Serpent – a Continuous-energy Monte Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code // User's Manual. – May 19, 2010.

4. Kachanov V. M., Kuzmin A. N., Jitarev V. E. RBMK graphite reactor: uniform configurations of U(1.8, 2.0, or 2.4 %) ^{235}U O₂ fuel assemblies, and configurations of U(2.0 %) ^{235}U O₂ assemblies, empty channels, water columns, and boron and thorium absorbers, with or without water in channels // LEU-COMP-THERM-060. – NEA/NSC/DOC/(95)03/IV. – September 30, 2004.

5. Leppänen J. Development of a New Monte Carlo Reactor Physics Code [Uuden Monte Carlo – reaktorifysiikkakoodin kehittäminen]. Espoo 2007. VTT Publications 640.

6. MCNP4C: Monte Carlo N-Particle Transport Code System// RSICC Computer Code Collection, April, 2000. – Revised July, 2000.

7. Gomin E. A. The MCU Status // Electronic presentation. - Russian Research Centre «Kurchatov Institute» RRC KI.

Контактная информация –

Герасимов Дмитрий Константинович,
младший научный сотрудник отдела общих проблем ядерной и радиационной безопасности, ФБУ «НТЦ ЯРБ»

тел.: (499)264-71-13,
e-mail: gerasimov@secnrs.ru

Статья поступила в редакцию 19.07.2011.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 72–76.

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ШАРООБРАЗНОГО ИСТОЧНИКА

Э. Ф. Фомушкин

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Угловые распределения излучения на поверхности шарообразного источника вычислены с использованием методов теории вероятностей и математической статистики. Предполагается, что элементарные источники равномерно распределены по объему шара, угловое распределение излучения от элементарных источников сферически симметрично. Вычисления выполнены для различных значений пробега излучения в веществе источника. Вычислено также ослабление плотности потока излучения при удалении от поверхности источника.

Ключевые слова: источник излучения, угловое распределение, условная вероятность, моменты распределения, ряд Грама – Шарлье, полиномы Чебышева – Эрмита.

ANGULAR DISTRIBUTION OF RADIATION ON THE SURFACE OF A SPHERICAL SOURCE / E. F. FOMUSHKIN // Angular distributions of radiation on the surface of a spherical source are calculated using the methods of the probability theory and mathematical statistics. It is expected that elementary sources are uniformly distributed inside the ball volume, the angular distribution of radiation from elementary sources is spherically symmetric. The calculations are performed for different values of radiation path length in the source material. There was also calculated the weakening of radiation flux density when removing from the source surface.

Key words: radiation source, angular distribution, conditional possibility, distribution moments, Gram – Charlier series, Chebyshev – Hermite polynomials.

Введение

Угловое распределение излучения, выходящего из источника конечных размеров, играет существенную роль в ослаблении плотности потока излучения при удалении объекта облучения от источника. Наиболее прозрачно это утверждение иллюстрируется двумя очевидными, в значительной степени идеализированными примерами.

Первый – точечный источник с изотропным угловым распределением испускаемого излучения, например, изолированное радиоактивное ядро. Вторым примером – бесконечная излучающая плоскость пренебрежимо малой толщины, также со сферически симметричным угловым распределением излучения элементарных источников. В первом случае плотность потока излучения ослабевает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника. Во втором случае (абсолютно идеализированном) плотность потока излучения при удалении от источника не изменяется,

а угловое распределение во всем пространстве остается сферически симметричным.

Для реальных источников-облучателей конечных размеров и кривизны параметры выходящего излучения могут быть достаточно сложной функцией геометрических и массовых характеристик источника, а также характеристик излучения, в первую очередь, пробега излучения в веществе источника. Экспериментальное исследование углового распределения излучения вблизи поверхности источника – достаточно сложная задача. Моделирование процесса испускания излучения из источника конечных размеров требует значительного объема информации из различных разделов физики и не гарантирует абсолютно точного решения поставленной задачи.

В данной работе с использованием методов теории вероятностей и математической статистики делается попытка оценки углового распределения излучения вблизи поверхности шарообразного источника; такой подход позволяет определить

основные тенденции формирования углового распределения излучения и границы допустимых количественных предположений.

Угловое распределение излучения с большой длиной свободного пробега

Постановка задачи: в источнике шарообразной формы радиуса R элементарные источники равномерно распределены по объему источника, угловое распределение излучения от каждого элементарного источника сферически симметрично, пробег излучения в веществе источника λ имеет фиксированное значение, причем $\lambda \geq R$. Определить угловое распределение излучения, выходящего на поверхность источника без взаимодействия, например, рассеяния, в объеме источника.

Сформулированные условия задачи можно записать в виде соотношений:

$$0 \leq r \leq R, \quad P(r)dr = (3r^2)dr/R^3; \quad (1)$$

$$0 \leq \theta \leq \pi, \quad P(\theta)d\theta = (1/2)\sin\theta d\theta; \quad (2)$$

$$0 \leq \varphi \leq 2\pi, \quad P(\varphi)d\varphi = d\varphi/2\pi.$$

Здесь P – нормированная вероятность данного значения переменной, r – длина радиуса-вектора точки вылета частицы, θ – орбитальный угол вылета частицы, т. е. угол между радиусом-вектором точки вылета и траекторией частицы. В случае сферически симметричного источника азимутальный угол вылета частицы φ во всех событиях имеет равновероятное распределение на интервале $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Поэтому геометрические построения, иллюстрирующие процесс испускания и последующего взаимодействия излучения, можно рассматривать в плоскости, образуемой радиусом-вектором точки испускания и траекторией испущенной частицы.

Схема распространения излучения в шарообразном источнике представлена на рис. 1.

Угол α между траекторией частицы, вышедшей на поверхность источника, и радиусом, опущенным из центра шара в точку выхода, связан со случайными переменными r и θ очевидным соотношением

$$\sin \alpha = (r/R)\sin \theta. \quad (3)$$

Далее по тексту угол α будет называться углом выхода. При вариации случайной переменной r согласно (1) случайная величина $\sin\alpha$ формирует множество значений, обладающее определенными статистическими характеристиками. Центральные моменты этой случайной величины вычисляются стандартными методами [1].

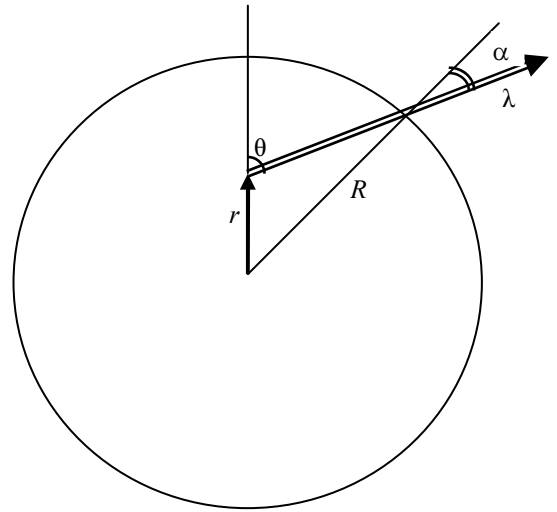


Рис. 1. Формирование углового распределения излучения на поверхности шарообразного источника ($\lambda \geq R$)

$$\mu_0 = \int_0^R (3r^2/R^3) dr = 1, \quad (4)$$

$$\mu_1 = \sin \theta \int_0^R (3r^3/R^4) dr = (3/4)\sin \theta, \quad (5)$$

$$\mu_2 = \sin^2 \theta \int_0^R (r/R - 3/4)^2 (3r^2/R^3) dr = 3\sin^2 \theta/80, \quad (6)$$

$$\mu_3 = \sin^3 \theta \int_0^R (r/R - 3/4)^3 (3r^2/R^3) dr = -\sin^3 \theta/160, \quad (7)$$

$$\mu_4 = \sin^4 \theta \int_0^R (r/R - 3/4)^4 (3r^2/R^3) dr = 39\sin^4 \theta/8960. \quad (8)$$

Кроме того, в статистических исследованиях используются:

– коэффициент асимметрии

$$\gamma_1 = \mu_3/(\mu_2)^{3/2} = -0,86066, \quad (9)$$

– коэффициент эксцесса

$$\gamma_2 = \mu_4/(\mu_2)^2 = -0,09523 \equiv 2/21, \quad (10)$$

– разброс

$$(\mu_2)^{1/2}/\mu_1 = 0,258. \quad (11)$$

Полученные значения μ_i и γ_j определяют условную функцию распределения $P(\sin\alpha|\theta)$ [2] случайной величины $\sin\alpha$ при условии, что угол θ имеет фиксированное значение. Следует отметить, значения μ_i , γ_j и γ_2 можно использовать для любой формы представления функции $P(\sin\alpha|\theta)$ при выполнении условия $\lambda \geq R$.

В данной работе используется разложение функции $P(\sin\alpha|\theta)$ в ряд Грама – Шарлье по полиномам Чебышева – Эрмита [1, 3]. Реперной функцией ряда Грама – Шарлье является функция плотности нормального распределения $\exp(-x^2/2)/(2\pi)^{1/2}$. Поэтому логично в качестве аргумента используемого разложения применить нормализованную переменную [1]

$$x = (\sin\alpha - \mu_1)/(\mu_2)^{1/2} = (r/R - 3/4)/(3/80)^{1/2}. \quad (12)$$

В этих обозначениях разложение условной функции распределения $P(\sin\alpha|\theta)$ в ряд Грама – Шарлье имеет вид

$$\begin{aligned} P(\sin\alpha|\theta) &= \exp(-x^2/2)/(2\pi\mu_2)^{1/2} \times \\ &\times \{1 + \gamma_1 H_3(x)/3! + \gamma_2 H_4(x)/4! + \dots\} = \\ &= \exp(-x^2/2)/\left[\sin\theta(2\pi \cdot 3/80)^{1/2}\right] \times \\ &\times \{1 + \gamma_1 H_3(x)/3! + \gamma_2 H_4(x)/4! + \dots\}, \end{aligned}$$

где

$$H_3(x) = x^3 - 3, \quad H_4(x) = x^4 - 6x^2 + 3 - \quad (13)$$

полиномы Чебышева – Эрмита третьего и четвертого порядка.

Переход к полной функции вероятности (угловому распределению) производится интегрированием по функции распределения $P(\theta)d\theta = (1/2)\sin\theta d\theta$:

$$\begin{aligned} P(\sin\alpha) &= \int_0^\pi (\sin\alpha|\theta)P(\theta)d\theta = \exp(-x^2/2)(20\pi/3)^{1/2} \times \\ &\times \{1 + \gamma_1 H_3(x)/3! + \gamma_2 H_4(x)/4! + \dots\}. \quad (14) \end{aligned}$$

В данной работе ряд Грама – Шарлье ограничен полиномом четвертого порядка, использование полиномов более высокого порядка может приводить к заметным осцилляциям, не имеющим физического смысла.

Основной вывод – угловое распределение излучения с большой длиной пробега ($\lambda/R \geq 1$) на поверхности шарообразного источника имеет одинаковые параметры формы: средний угол выхода ($\alpha = \arcsin(3/4) = 48,49^\circ$), нормированную ширину распределения (разброс), коэффициент асимметрии γ_1 , эксцесс γ_2 . Значения перечисленных параметров приведены выше. Отличие заключается в интегральной вероятности выхода излучения из объема шарообразного источника радиуса R [4]:

$$P(\lambda/R) = (3/4)(\lambda/R) - (1/16)(\lambda/R)^3. \quad (15)$$

На рис. 2 приведены результаты вычислений углового распределения $p(\sin\alpha)$ для двух значений (λ/R). Кривые нормированы в соответствии с вероятностью интегрального выхода (15): площадь под кривой $\{(\lambda/R) = 2\}$ равна 1, площадь под кривой $\{(\lambda/R) = 1\}$ равна 0,6875). Для всех значений $\lambda/R > 2$ угловые распределения $p(\sin\alpha)$ идентичны кривой с $\{(\lambda/R) = 2\}$.

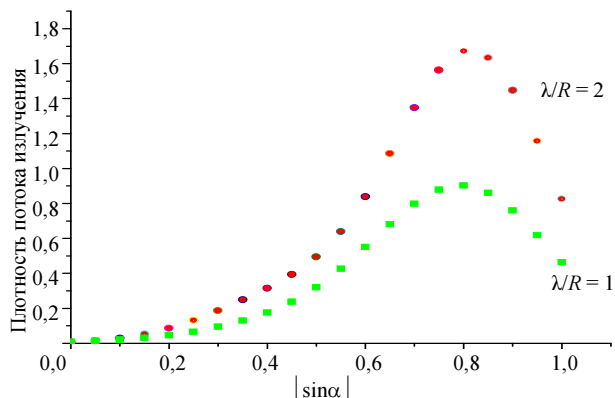


Рис. 2. Угловое распределение излучения на поверхности шарообразного источника для двух значений длины свободного пробега (α – угол выхода)

Следует отметить, полученные функциональные соотношения допустимо использовать лишь в случае, когда распределение элементарных источников по объему шара (1) статистически значимо; если источник состоит всего из нескольких десятков элементарных источников, ошибки будут чересчур велики.

Угловое распределение излучения с относительно небольшой длиной свободного пробега

Постановка задачи повторяет условия предыдущего раздела, за исключением значения величины λ/R . Если $\lambda \leq R$, то поток излучения, имеющего вероятность выхода на поверхность, формируется только во внешнем слое толщиной λ . Геометрия распространения излучения для этого случая представлена на рис. 3.

Функция распределения соответствующих элементарных источников излучения имеет вид

$$R - \lambda \leq r \leq R, \quad P(r)dr = (3r^2)dr/R^3. \quad (16)$$

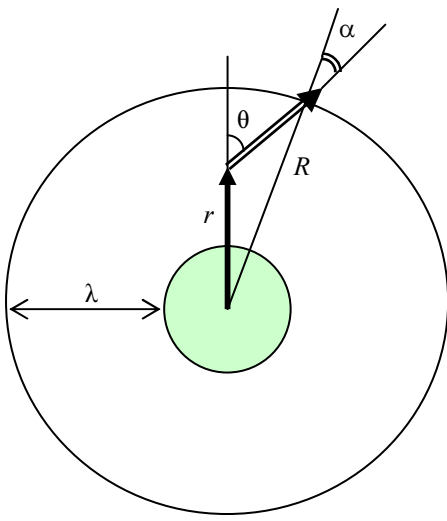


Рис. 3. Формирование углового распределения излучения на поверхности шарообразного источника ($\lambda \leq R$)

Далее, как и в предыдущем разделе, вычисляются центральные моменты условной функции распределения $P(\sin\alpha|\theta)$:

$$\begin{aligned} \mu_0 &= \int_{R-\lambda}^R (3r^2/R^3) dr = \int_{1-(\lambda/R)}^1 d(z^3) = \\ &= z^3 \Big|_{1-(\lambda/R)}^1 = 1 - [1 - (\lambda/R)]^3 \equiv I_3, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\mu_1 = (\sin\theta/I_3) \int_{R-\lambda}^R (3r^3/R^4) dr = (3/4) \sin\theta (I_4/I_3). \quad (18)$$

Моменты более высокого порядка вычисляются по стандартной схеме

$$\begin{aligned} \mu_k &= (\sin^k\theta/I_3) \int_{1-(\lambda/R)}^1 [z - (3/4)]^k d(z^3) = \\ &= (3 \sin^k\theta/I_3) \int_{1-(\lambda/R)}^1 [z - (3/4)]^k z^2 dz \end{aligned} \quad (19)$$

и после соответствующих вычислений представляют собой полиномы $(k+3)$ -го порядка, включающие в себя величины

$$I_{k+3} = 1 - [1 - (\lambda/R)]^{k+3}. \quad (20)$$

Полученные в результате интегрирования формулы для μ_2 , μ_3 и μ_4 в тексте не представлены из-за их чрезмерной громоздкости.

Значения величин, определяющих угловое распределение излучения (μ_1 – среднее значение $\sin\alpha$, коэффициенты асимметрии γ_1 и эксцесса γ_2),

вычислялись по формулам (9), (10), (12). Для каждого значения ($\lambda/R \leq 1$) формируется свой набор перечисленных величин. Зависимость μ_1 , γ_1 и γ_2 от величины нормированного пробега (λ/R) показана на рис. 4.

Условная функция распределения $P(\sin\alpha|\theta)$ с последующим усреднением по θ вычислялась по формулам (12)–(14) для совокупности значений λ/R и с использованием параметров μ_1 , γ_1 и γ_2 , значения которых приведены на рис. 4.

Угловые распределения излучения $p(\sin\alpha)$ на поверхности шарообразного источника радиуса R для нескольких значений ($\lambda/R \leq 1$) приведены на рис. 5. Как и на рис. 2, кривые на рис. 5 нормированы в соответствии с вероятностью интегрального выхода (15): площадь под каждой кривой равна полной вероятности выхода излучения с данным значением нормированного пробега (λ/R).

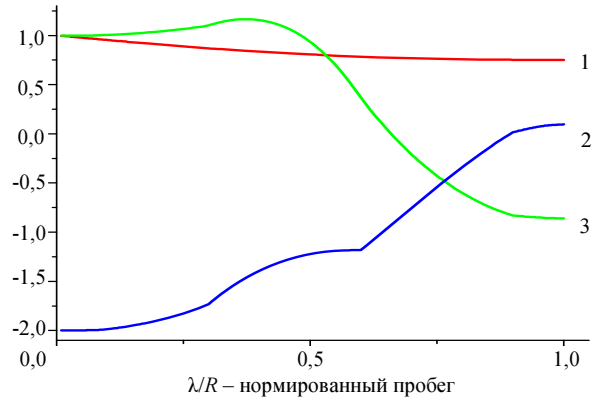


Рис. 4. Зависимость параметров, определяющих угловое распределение излучения, от нормированного пробега излучения (1 – μ_1 ; 2 – γ_2 ; 3 – γ_1)

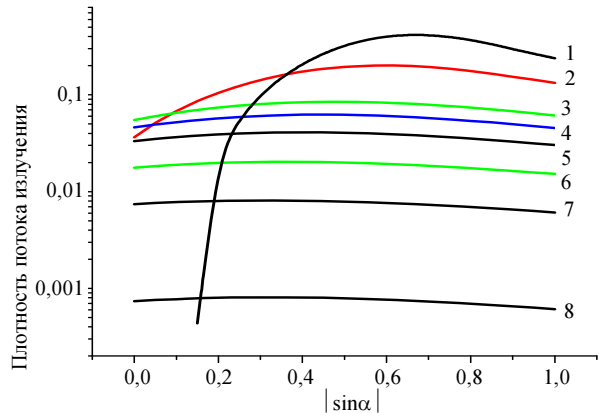


Рис. 5. Угловое распределение излучения на поверхности шарообразного источника для значений длины свободного пробега $\lambda < R$ (λ/R равно: 1 – 0,3; 2 – 0,2; 3 – 0,1; 4 – 0,075; 5 – 0,05; 6 – 0,025; 7 – 0,01; 8 – 0,001)

Можно констатировать, по мере уменьшения длины свободного пробега λ угловое распределение излучения на поверхности шарообразного источника становится все более «плоским», приближаясь к распределению от бесконечного плоского источника пренебрежимо малой толщины, для которого угол выхода α и угол вылета θ тождественны (см. определения 3 и 2).

Следует также отметить, для любого источника конечной толщины со сферически симметричным распределением излучения элементарных источников (2) угловое распределение на поверхности при $\alpha \rightarrow 0$ достигает минимума. Таким образом, гипотетические угловые распределения типа $p(\alpha)d\alpha \sim \cos\alpha d\alpha$ и др. на таких источниках физически нереализуемы.

Усреднение по спектру пробегов излучения

Полученные в предыдущих разделах соотношения для плотности потока излучения на поверхности шарообразного источника справедливы для излучений с фиксированной длиной пробега, например, α -частиц, протонов, осколков деления. В большинстве практических задач необходимо усреднение по спектру нейтронов, γ -квантов и др. Как правило, распределение пробегов незаряженных и некоторых заряженных частиц описывается экспоненциальным законом

$$g(\lambda)d\lambda = \exp(-\lambda/\lambda_0)d\lambda/\lambda_0, \quad (21)$$

где λ_0 – средний пробег излучения, для нашего случая, в веществе источника.

Для процедуры усреднения в данной работе используется интеграл Римана – Стильтьеса [5], где экспонента (21) является интегрирующей функцией. Интервал изменения нормированного пробега $[(\lambda/R)_{\max} - (\lambda/R)_{\min}]$ разбивается на достаточно большое число интервалов $[(\lambda/R)_i - (\lambda/R)_{i-1}]$, причем $(\lambda/R)_0 = 0$. Для каждого интервала, примерно для его середины, вычисляется интегрируемая функция, в нашем случае – функция плотности выхода излучения $P(\sin\alpha)_i$.

По определению интеграла Римана – Стильтьеса,

$$\begin{aligned} \langle P(\sin\alpha) \rangle_{\lambda/R} &= \int_0^{(\lambda/R)_{\max}} P(\sin\alpha) d[\exp(-\lambda/\lambda_0)] = \\ &= \sum_0^{(\lambda/R)_{\max}} P(\sin\alpha)_i [\exp(-\lambda/\lambda_0)_{i-1} - \exp(-\lambda/\lambda_0)_i]. \end{aligned} \quad (22)$$

На рис. 6 показано распределение $\langle P(\sin\alpha) \rangle_{\lambda/R}$ для $(\lambda_0/R) = 1$, посчитанное по формуле (22) с разбиением области интегрирования на 21 интервал; для сравнения приведена также кривая $P(\sin\alpha)$ для $(\lambda/R) = 1$.

Можно отметить, по форме оба распределения весьма сходны. Однако площадь под кривой $\{(\lambda_0/R) = 1\}$ меньше, чем под кривой $\{(\lambda/R) = 1\}$. Это объясняется тем, что при экспоненциальном распределении длины пробега некоторая часть излучения имеет пробег $\lambda < R$ и, соответственно, небольшую вероятность выхода из источника.

Для излучения с экспоненциальным распределением длины свободного пробега полная вероятность вылета из шарообразного источника радиуса R равна

$$P(\lambda_0/R) = (3/4)(\lambda_0/R) \times \{1 - (\lambda_0/R)^2/2 + (\lambda_0/R)[1 + (\lambda_0/2R) \exp(-2R/\lambda_0)]\}. \quad (23)$$

Формула (23) получена интегрированием соотношения (15) по экспоненте (21).

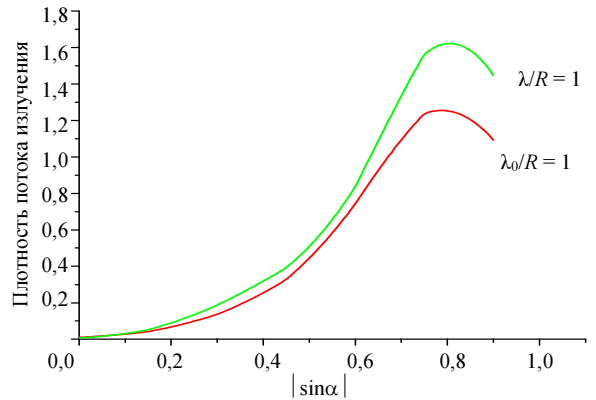


Рис. 6. Угловое распределение излучения на поверхности шарообразного источника с экспоненциальным распределением длины свободного пробега $\lambda_0/R = 1$

Ослабление плотности потока излучения при удалении от поверхности источника

Как уже отмечалось, плотность потока излучения при удалении объекта облучения от источника существенным образом зависит от углового распределения излучения на поверхности источника конечных размеров. Основные параметры, используемые в соответствующих вычислениях, представлены на рис. 7.

Предполагается, что элементарные источники излучения равномерно распределены по поверх-

ности шарообразного источника радиуса R . Точка регистрации излучения находится на расстоянии $L > R$ от центра источника. Согласно схеме (рис. 7) в окрестность точки регистрации попадают частицы, вылетевшие из сферического пояса шириной $d\eta$, расположенного под углом η к оси системы OO' . Если количество частиц, испущенных с единицы площади поверхности шара, нормировано на единицу, то количество таких частиц, испущенных рассматриваемым сферическим поясом, равно

$$I \cdot d\eta = 2\pi R^2 \cdot \sin\eta \cdot d\eta. \quad (24)$$

Параметры L , R , η и α , представленные на схеме (рис. 7), связаны соотношением

$$L/\sin\alpha = R/\sin(\alpha - \eta), \quad (25)$$

из которого следует равенство

$$\cos\alpha = (L \cdot \cos\eta - R)/(R^2 + L^2 - 2RL \cdot \cos\eta)^{1/2}. \quad (26)$$

При данном значении L в окрестность точки регистрации O' могут попасть частицы, испущенные сферическим сегментом $0 < \eta < \arccos(R/L)$, при этом угол выхода α изменяется в интервале $0 \leq \alpha \leq \pi/2$ (см. рис. 7).

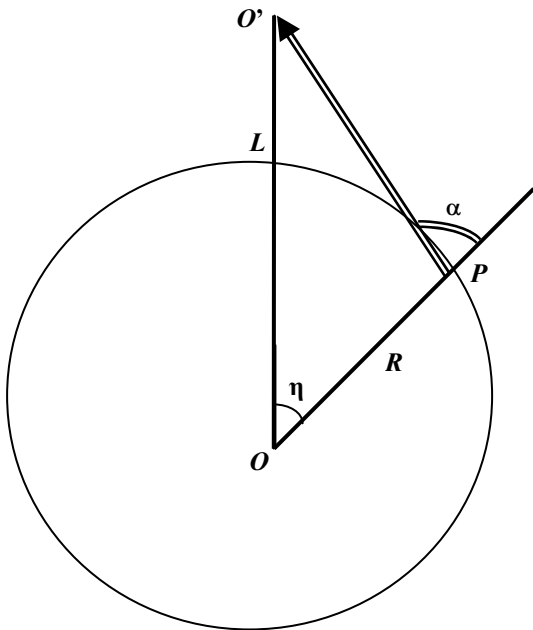


Рис. 7. Схема распространения излучения вне объема источника

Зависимость пространственного ослабления плотности потока от углового распределения излучения на поверхности источника исследовалась в работе [6]. Поэтому некоторые формулы, полученные в данном разделе статьи, с точностью до

обозначений и ряда нюансов совпадают с соответствующими формулами из работы [6].

Рассмотрим некоторые примеры влияния углового распределения излучения на ослабление плотности потока при удалении от источника. Если угловое распределение на поверхности сферически симметрично (2), как у элементарного источника, то ослабление плотности потока определяется закономерностью $J_0(S) = I/(4\pi S^2)$, где J – плотность потока на расстоянии S от точечного источника, I – полная активность точечного источника. Соответственно, плотность потока от сферического пояса (24) в окрестности точки наблюдения O' (см. рис. 7) равна

$$J(L, \eta) d\eta = 2\pi R^2 \sin\eta d\eta / \left\{ 4\pi (R^2 + L^2 - 2RL \cos\eta) \right\} = -d(\cos\eta) / \left\{ 2 \left[1 + (L/R)^2 - 2(L/R) \cos\eta \right] \right\}. \quad (27)$$

Этот вариант может осуществляться в случае шарообразного источника, абсолютно непрозрачного для испускаемого излучения, когда излучает только внешний слой источника предельно малой толщины. При этом

$$\begin{aligned} \int_0^{\arccos(R/L)} I(L, \eta) d\eta &= - \int_1^{R/L} dx / 2 \left\{ 1 + (L/R)^2 - 2(L/R)x \right\} = \\ &= -(R/4L) \ln \left\{ 1 + (L/R)^2 - 2(L/R)x \right\} \Big|_1^{R/L} = \\ &= (1/4\psi) \ln \left[(\psi + 1)/(\psi - 1) \right] = (1/2\psi) \text{Arcth}\psi, \quad (28) \end{aligned}$$

где $\psi = L/R > 1$. Таким образом, решение задачи для этого случая (материал источника полностью непрозрачен для излучения) имеет предельно лаконичную форму записи с использованием арекотангенса от нормированного расстояния между центром источника и точкой регистрации излучения.

В том случае, когда источник имеет форму сферы и пространство внутри сферической поверхности полностью прозрачно для излучения, решение имеет сходный вид, отличающийся лишь постоянным множителем

$$\begin{aligned} J_2(L) &= \int_0^{\pi} I(L, \eta) = \\ &= -(R/4L) \ln \left\{ 1 + (L/R)^2 - 2(L/R)x \right\} \Big|_1^{-1} = \\ &= (1/\psi) \text{Arcth}\psi. \quad (29) \end{aligned}$$

В тех случаях, когда угловое распределение излучения на поверхности источника отличается от сферически симметричного, для вычисления ослабления потока вместо угла η необходимо использовать угол выхода α (см. рис. 7). Для перехода к переменной α равенство (26) преобразуется в уравнение второй степени относительно $\cos \eta$, решение которого

$$L \cos \eta = R \sin^2 \alpha + \cos \alpha \cdot (L^2 - R^2 \cdot \sin^2 \alpha)^{1/2}, \quad (30)$$

далее

$$d(\cos \eta) = -(R/L) \cdot \{[(R/L)^2 - \sin^2 \alpha]^{1/4} - \cos \alpha \cdot [(R/L)^2 - \sin^2 \alpha]^{-1/4}\} \sin \alpha d\alpha. \quad (31)$$

Подставив результаты (30) и (31) в (27), получаем значение плотности потока в зависимости от угла выхода α ,

$$J(L, \alpha) d\alpha = \sin \alpha d\alpha / \{\psi^2 - [1 - (\sin \alpha / \psi)^2]\}^{1/2}, \quad (32)$$

где $\psi = L/R > 1$.

Числитель в (32) соответствует плотности вероятности для сферически изотропного распределения угла выхода α . Поэтому интегрирование (32) по интервалу $0 \leq \alpha \leq \pi/2$ совпадает с результатом вычисления ослабления плотности потока (28), где в качестве переменной используется координата места выхода частицы η .

В тех случаях, когда угловое распределение отличается от сферически симметричного, в числителе формулы (32) вместо $\sin \alpha d\alpha$ необходимо использовать соответствующее распределение $p(\alpha) d\alpha$, например, одно из распределений, полученных в данной работе.

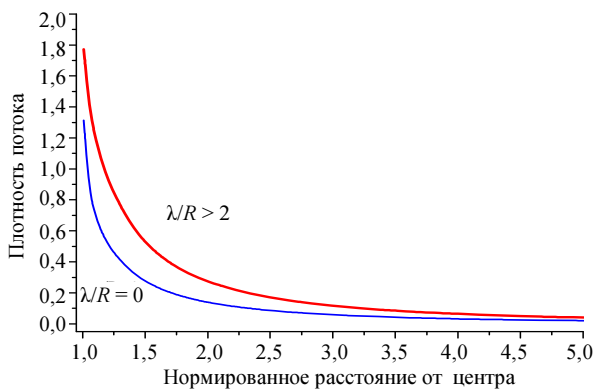


Рис. 8. Ослабление плотности потока излучения для двух значений пробега частиц в веществе источника

На рис. 8 представлены кривые ослабления плотности потока от шарообразного источника для двух предельных случаев: пробег излучения

превышает диаметр источника (кривая $\lambda/R > 2$), и пробег излучения настолько невелик, что испускаемое излучение формируется только тонким внешним слоем (кривая $\lambda/R = 0$). Данные кривые соответствуют формулам (14) и (28) данной работы. Можно отметить, кривая $\lambda/R > 2$ неплохо (хи-квадрат на степень свободы $\sim 0,0008$) аппроксимируется экспонентой

$$J_3(\psi) \approx 0,05 \cdot \{\exp(0,28/\psi) - 1\}, \quad \psi = L/R > 1. \quad (33)$$

Все остальные варианты кривых ослабления плотности потока от шарообразного источника заключены между кривыми, представленными на рис. 8, т. е. в сравнительно узком интервале зависимостей $J(L)$. Таким образом, анализируя кривую $J(L)$, полученную в эксперименте, можно, в принципе, сделать выводы о пробегах испускаемых частиц в веществе шарообразного источника.

Заключение

В основании проведенных вычислений лежат три предположения, не требующие, по нашему мнению, какого-либо обоснования: элементарные источники излучения равномерно распределены по объему шарообразного источника (1); угловое распределение излучения от каждого элементарного источника сферически симметрично (2); угол выхода излучения на поверхность источника связан с двумя вышеназванными характеристиками однозначным соотношением (3).

События выхода излучения на поверхность источника образуют множество с определенными статистическими характеристиками. С использованием соотношений (1–3) получены значения центральных моментов для условной функции распределения синуса угла выхода на поверхность источника. Эти моменты являются универсальными характеристиками исследуемого статистического множества и могут быть использованы для любой формы представления углового распределения, выходящего из источника излучения.

Выбранная нами форма представления в виде ряда Грама – Шарлье по полиномам Чебышева – Эрмита сочетает в себе простоту вычислений и достаточно адекватное описание углового распределения излучения. Полученные результаты показывают, что угловое распределение излучения на поверхности шарообразного источника радиуса R решающим образом зависит от величины нормированного свободного пробега излучения в веществе источника λ/R .

На полуоткрытом интервале $1 \leq (\lambda/R) < \infty$ все выходящее на поверхность источника излучение имеет одинаковое угловое распределение, достаточно узкое, со средним углом выхода $\alpha = 48,5^\circ$ (см. рис. 2). Можно констатировать: это распределение является предельным при уменьшении длины свободного пробега, так как в интервале $0 \leq (\lambda/R) \leq 1$ угловое распределение становится все более плоским, а максимум распределения сдвигается в сторону меньших значений (см. рис. 5).

Для реальных нейтронных источников из делирующихся материалов пробеги нейтронов, как правило, меньше радиуса шаровой сборки; при этом значительная часть нейтронов, выходящих наружу, генерируются в периферийных областях сборки [4]. Как результат, вблизи поверхности шаровой сборки поток вылетающих нейтронов должен иметь угловое распределение, подобное кривым, показанным на рис. 5 для относительно небольших значений λ/R .

Если потребуется более тщательная оценка углового распределения нейтронов утечки, то на основании достаточно хорошо известных спектров нейтронов деления можно провести соответствующие вычисления с использованием математического аппарата, представленного в этой работе.

Список литературы

1. Кендалл М., Стьюарт А. Теория распределений. – М.: Наука, 1966, с. 217–224.
2. Гнеденко Б. В. Курс теории вероятностей. – М.: Наука, 1965, с. 305–306.
3. Крянев А. В., Лукин Г. В. Математические методы обработки неопределенных данных. – М.: Физматлит, 2006, с. 66–68.
4. Фомушкин Э. Ф. Некоторые характеристики распространения излучений в сферических активных системах // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2010, вып. 2, с. 17–21.
5. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М.: Наука, 1968, с. 125–127.
6. Колесов В. Ф., Штарев С. К. О пространственно-энергетическом распределении излучаемых реактором нейтронов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Критические массы делящихся материалов и вопросы ядерной безопасности, 1973, вып. 1(3), с. 15–26.

Контактная информация –

Фомушкин Эдуард Федорович,
кандидат физико-математических наук
тел.: (83130) 7-56-07

Статья поступила в редакцию 30.06.2011.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 77–84.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИ ОЦЕНКЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ ИСКУССТВЕННЫХ ОЧИСТНЫХ ФИЛЬТРОВ-ЭКРАНОВ КАК ГЕОХИМИЧЕСКИХ БАРЬЕРОВ

Н. В. Арделян

д-р физ.-мат. наук, профессор, МГУ им. М. В. Ломоносова, фак-т ВМиК

В. И. Сергеев

д-р геол.-мин. наук, профессор, МГУ им. М. В. Ломоносова, геологический фак-т

Н. Ю. Степанова

к.т.н., н.с., ФГУ НИМЦ «Базис» Министерства образования и науки РФ

Разработан интерактивный компьютерный метод определения миграционных параметров потенциальных загрязнителей в искусственных экранах, используемых в качестве геохимических барьеров. Эффективность метода доказана хорошей сходимостью расчетных и экспериментальных значений. Моделирование процессов массообмена на основе разработанной методики позволяет определить предельное время эксплуатации геохимического барьера, при котором исключается выход загрязнителей за его пределы с концентрацией выше ПДК.

Ключевые слова: математическое моделирование, миграционные параметры, сорбция, десорбция, массообмен.

MATHEMATICAL MODELING FOR THE EVALUATION OF EFFICIENCY OF FUNCTION OF ARTIFICIAL FILTER SCREENS AS GEOCHEMICAL BARRIERS / N. V. ARDELYAN, V. I. SERGEEV, N. YU. STEPANOVA // An interactive computer method was developed to determine pollutant migration parameters in the artificial screens, devised as geochemical barriers. The close convergence between theoretical and experimental data proves the effectiveness of the method. This method of mathematical modeling of the pollutant migration process defines the time limits of geochemical barrier exploitation, which is the period when none of the pollutants will penetrate the screen with more than limit concentration.

Key words: mathematic modeling, migration parameters, absorbtion, desorbtion, pollutant migration.

1. Целесообразность математического моделирования

В настоящее время основным местом размещения жидких отходов промышленности является геологическая среда. Отходы, как правило, содержат целый ряд токсичных элементов, концентрация которых может в несколько раз превышать предельно допустимую концентрацию (ПДК) для питьевой воды. Фильтруясь через основание участка размещения, жидкие отходы достигают верхнего уровня водоносного горизонта и загрязняют его. В то же время для целого ряда районов России подземные воды являются единственным источником питьевого водоснабжения населения.

Интенсивному загрязнению подземных вод в некоторых районах размещения отходов может препятствовать грунтовая толща, перекрывающая водоносный горизонт и поглощающая потенциальные загрязнители подземных вод, присутствующих в отходах. Выполненными исследованиями установлено, что поглощаемость (сорбция, осаждение, соосаждение) химических загрязнителей определяется не только минеральным составом и степенью дисперсности литологических разностей, перекрывающих водоносный горизонт, но и формой нахождения токсикантов в жидкой фазе отходов. В этой связи часто приходится сталкиваться с тем, что токсичные элементы в отходах беспрепятственно достигают водоносного гори-

зонта и загрязняют его. В этом случае решение проблемы защиты водных ресурсов от загрязнения в районах размещения предприятий, сбрасывающих отходы, может осуществляться двумя способами.

При больших объемах отходов, например, на предприятиях ТЭЦ, ГРЭС, золотоизвлекающей и горнообогатительной промышленности, участок размещения отходов, где отсутствует надежный геохимический барьер, должен быть перекрыт искусственным глинистым фильтрационным экраном, поглощающим весь комплекс загрязнений на протяжении всего периода эксплуатации хранилища.

При небольших объемах, например, радиоактивных отходов или отходов гальваноцехов, очистка может осуществляться на специальных фильтрах-экранах (геохимических барьерах), входящих в производственную систему очистки сточных вод, которая обеспечивает сброс чистой воды.

При использовании обоих способов для очистки жидких отходов от загрязнителей требуется прогноз их работы, а именно оценка предельно допустимого времени работы фильтров в качестве геохимических барьеров, т. е. времени, при котором исключается выход профильтровавшейся через фильтр жидкой фазы отходов с концентрацией загрязнителей выше ПДК.

Математическое моделирование может помочь в анализе необходимой мощности искусственного экрана, способа подачи отходов на сорбирующий экран, а также, естественно, в оценке эффективности работы во времени того или иного состава фильтра экрана как геохимического барьера. Так, например, при традиционном способе подачи на производстве жидких отходов к фильтру (сорбенту) – через узкий канал с относительно высокой скоростью – вполне ожидаема узкая локализация потока раствора в объеме фильтрующего элемента и, как следствие, неполная загрузка фильтра и его низкая эффективность. Поэтому актуально изучение способов повышения эффективности фильтра, которое может быть проведено на основе математического (численного) моделирования.

Можно отметить два параметра, которые целесообразно максимизировать для повышения эффективности работы фильтра в целом, анализ которых требует *полномасштабного математического моделирования*: равномерность по занимаемому объему сорбционной загрузки рабочего тела, сорбционная эффективность рабочего тела в условиях эксплуатации фильтра.

Сорбционная емкость фильтрующего элемента (количество загрязнителя, которое может быть поглощено) в *идеальных условиях*, когда фильтр равномерно по объему поглощает загрязнитель, может быть определена на основе параметра сорбционной емкости, получаемого в сорбционном эксперименте. В результате может быть дана простейшая оценка времени эксплуатации фильтра в предположении равномерного по объему поглощения всего загрязнителя из раствора до состояния максимального насыщения рабочего тела фильтра загрязнителем. В *реальных условиях* эксплуатации фильтрующего элемента, даже при равномерном поглощении, состояние максимального насыщения фильтра загрязнителем может достигаться на стадии массообменного процесса, когда некоторое количество загрязнителя проходит через фильтр, что недопустимо. Поэтому время эксплуатации фильтра не может быть определено на основе сорбционной емкости фильтра, определяемой на основе эксперимента.

Очевидно также, что уровень и динамика насыщения рабочего тела фильтра зависят от соотношения скорости прохождения раствора и скорости массопереноса в системе раствор – грунт-сорбент, которая также может зависеть от насыщенности как раствора, так и грунта.

Существенным фактором работы фильтра в реальных условиях является относительно малая концентрация раствора, не достигающая концентрации насыщенного раствора. В этих условиях важен учет, наряду с прямым процессом – сорбции, также и обратного процесса – десорбции.

Приведенные факторы указывают на необходимость математического моделирования процесса массопереноса в фильтре с *предварительным определением параметров массообмена (миграционных параметров)* в системе раствор – грунт-сорбент на основе результатов натуральных и вычислительных экспериментов.

В данной части работы описывается методика определения параметров массообмена с использованием обобщенного закона массообмена, учитывающего одновременно прямой (сорбция) и обратный процесс (десорбция). Методика сводится фактически к численному решению обратной задачи, при котором определяются параметры массообмена по результатам экспериментов. Эксперимент состоит в прокачивании раствора, содержащего загрязнитель, через заполненную грунтом-сорбентом цилиндрическую колонку подходящих размеров, обеспечивающих равномерность продольного потока растворителя. Результатом

эксперимента является выходная кривая, заданная экспериментальными точками, – зависимость от времени концентрации загрязнителя на выходе из колонки, а также сорбционная емкость сорбента (для сорбционного эксперимента) и невымываемая концентрация загрязнителя в сорбенте (для десорбционного эксперимента). При сорбционном эксперименте через чистый в начальный момент времени сорбент прокачивается раствор загрязнителя с максимальной концентрацией, при десорбционном – через наполненный загрязнителем в начальный момент времени сорбент прокачивается чистая вода.

2. Определение миграционных параметров по данным натуральных экспериментов на основе математического моделирования

Математическая модель. При моделировании процессов массообмена в экспериментальной фильтрационной колонке с целью определения параметров массопереноса мы используем нестационарное одномерное по пространству уравнение в частных производных, описывающее процесс миграции солей (загрязнителя) в комплексе раствор – пористая среда (грунт-сорбент) при фильтрации раствора через грунт [1]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + n_0 \frac{\partial c}{\partial t} + v \frac{\partial c}{\partial x} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}. \quad (1)$$

Здесь t – время, x – пространственная координата, означающая глубину в грунте, отсчитываемую от некоторого фиксированного уровня, $N = N(x, t)$ – объемная концентрация соли в грунте, $c = c(x, t)$ – объемная концентрация соли в растворе (фильтрате), n_0 – активная пористость грунта (отношение объема пор, задействованного в процессе фильтрации, к объему грунта), $v = n_0 u$ – приведенная скорость фильтрации, u – средняя направленная скорость раствора, D – коэффициент диффузии.

Уравнение (1) описывает массоперенос в насыщенных грунтах, когда объемная влажность равна активной пористости, скорость фильтрации v считается постоянной, что хорошо соответствует условиям эксперимента по определению миграционных параметров и условиям эксплуатации хранилищ жидких отходов.

Коэффициент диффузии D [1, 2] является суммой коэффициента молекулярной диффузии D_M

и коэффициента турбулентной диффузии или гидродисперсии D_d : $D = D_M + D_d$. Коэффициент гидродисперсии пропорционален скорости фильтрации: $D_d = D_0 |v|$, коэффициент D_0 определяется свойствами структуры грунта. В условиях эксперимента коэффициент турбулентной диффузии много больше коэффициента молекулярной диффузии.

Такие параметры, как скорость фильтрации v , активная пористость n_0 , коэффициент диффузии D , являются заданными. Скорость фильтрации определяется по данным эксперимента. Пористость и коэффициент диффузии определяются с достаточной точностью из известной литературы, посвященной описанию свойств грунтов. Пористость грунта также нетрудно определить экспериментально.

Солевой массообмен между раствором и грунтом описывается в общем случае кинетическим соотношением, представляющим собой обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial N}{\partial t} = f(c, N). \quad (2)$$

При прямом моделировании функция массообмена $f(c, N)$ задана. По физическому смыслу функция массообмена $f(c, N)$ является скоростью процесса сорбции-десорбции.

В проблеме определения миграционных параметров функция массообмена $f(c, N)$ должна быть найдена. Нашей целью в этом случае является получение конкретной формулы для функции массообмена, зависящей от вектора миграционных параметров \bar{p} :

$$f(c, N) = F(c, N, \bar{p}), \quad \bar{p} = \{p_1, p_2, \dots, p_K\}. \quad (3)$$

Здесь K – число миграционных параметров, функция F определяет искомую формулу. В дальнейшем определяются значения миграционных параметров $\bar{p} = \{p_1, p_2, \dots, p_K\}$ на основе решения обратной задачи для системы уравнений (1), (2).

Проблема получения параметрической формулы $F(c, N, \bar{p})$ для функции массообмена состоит в том, что для реальных грунтов не существует теоретически обоснованных законов массообмена, что обусловлено сложностью структуры грунта и большим количеством физико-химических процессов, задействованных в массообмене, таких, как диффузия на зернах грунта, адсорбция ионов

солей, образования тонких кристаллических пленок на поверхности пор и др. В этих условиях параметрическая формула должна как можно точнее отражать общую феноменологию массообменного процесса, что позволит адекватно описать миграционные процессы при возможно минимальном числе параметров.

В математической литературе по обратным задачам химической сорбции (см., например, [3, 4]) параметрическая формула содержит фиксированную линейную зависимость от концентрации N в грунте и представляет собой усеченный полиномиальный ряд по концентрации c в растворе, коэффициенты которого являются искомыми миграционными параметрами. В такой постановке доказаны теоремы о единственности решения обратной задачи.

В этих работах не учитывается процесс десорбции, некоторую трудность может представлять эффективная интерполяция неизвестного закона небольшим числом соответствующих полиномов при приемлемой точности определения функции массообмена, не учитывается возможная нелинейная зависимость функции массообмена от концентрации N в грунте.

Система уравнений (1), (2) записывается на отрезке $x \in [0, L]$ при $t \in [0, t_M]$. При моделировании процесса массообмена в экспериментальной фильтрационной колонке L – длина колонки, t_M – время проведения эксперимента.

В начальный момент времени $t = 0$ задаются начальные значения концентраций соли в растворе и грунте:

$$c(x, t) = c_0(x), \quad N(x, t) = N_0(x), \quad t = 0, \quad x \in [0, L]. \quad (4)$$

Система уравнений (1), (2) также дополняется краевыми условиями на концах отрезка $[0, L]$ для концентрации соли в грунте:

$$\begin{aligned} c(x, t) &= \mu_0(t), \quad x = 0, \quad t \in [0, t_M], \\ \frac{\partial}{\partial x} c(x, t) &= 0, \quad x = L, \quad t \in [0, t_M]. \end{aligned} \quad (5)$$

Второе из приведенных краевых условий (условие в точке $x = L$) используется на выходе из фильтрационной колонки при моделировании эксперимента. Конкретные значения начальных и граничных функций c_0 , N_0 , μ_0 определяются условиями экспериментов.

Определение миграционных параметров проводится с использованием экспериментальной

«выходной кривой». Проводится два вида эксперимента: сорбционный и десорбционный.

В сорбционном эксперименте через колонку с незагрязненным в начальный момент времени грунтом фильтруется раствор соли-загрязнителя из отобранной пробы до исчерпания поглощающей способности грунта, при этом на выходе из фильтрационной колонки концентрация соли равна концентрации в пробе.

В десорбционном эксперименте через колонку с загрязненным грунтом, полученным в сорбционном эксперименте, фильтруется чистая вода до прекращения вымывания соли-загрязнителя из грунта, при этом на выходе из колонки концентрация соли в растворе близка к нулю.

Математическая модель сорбционного эксперимента. Учитывая приведенную выше общую математическую модель (1)–(5), выпишем начально-краевую задачу, описывающую процесс массообмена в фильтрационной колонке при сорбционном эксперименте:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + n_0 \frac{\partial c}{\partial t} + v \frac{\partial c}{\partial x} &= D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}, \quad x \in [0, L], \quad t \in [0, t_M], \\ \frac{\partial N}{\partial t} &= f(c, N), \quad x \in [0, L], \quad t \in [0, t_M], \\ c(x, t) = 0, \quad N(x, t) = 0, \quad t = 0, \quad x \in [0, L], \\ c(x, t) &= C_p, \quad x = 0, \quad t \geq 0, \\ \frac{\partial}{\partial x} c(x, t) &= 0, \quad x = L, \quad t \geq 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Начальные условия (третье уравнение из (6)) означают, что в начальный момент времени $t = 0$ грунт в фильтрационной колонке насыщен чистой водой, концентрация соли-загрязнителя в которой равна нулю, концентрация соли в грунте также нулевая. Краевое условие при $x = 0$ (на входе в колонку, четвертое уравнение из (6)) – концентрация соли в растворе равна заданной величине C_p , соответствующей концентрации соли в пробе, приготовленной для эксперимента. При $x = L$ (на выходе из колонки) задан нулевой диффузионный поток, что с достаточной точностью соответствует условиям эксперимента.

Математическая модель десорбционного эксперимента. Начально-краевая задача, описывающая процесс массообмена в фильтрационной колонке при десорбционном эксперименте, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + n_0 \frac{\partial c}{\partial t} + v \frac{\partial c}{\partial x} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}, \quad x \in [0, L], \quad t \in [0, t_M],$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = f(c, N), \quad x \in [0, L], \quad t \in [0, t_M],$$

$$c(x, t) = 0, \quad N(x, t) = N_g, \quad t = 0, \quad x \in [0, L], \quad (7)$$

$$c(x, t) = 0, \quad x = 0, \quad t \geq 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial x} c(x, t) = 0, \quad x = L, \quad t \geq 0.$$

В начальный момент времени концентрация соли в грунте принимает максимально возможное значение N_g (третье уравнение из (7)), определяемое по данным сорбционного эксперимента. При $x = 0$ (на входе в фильтрационную колонку) задана нулевая концентрация соли-загрязнителя в растворе (четвертое уравнение из (7)), что соответствует фильтрации воды через загрязненный грунт.

На основе данных эксперимента определяют входные параметры математической модели (6) или (7) сорбционного или десорбционного эксперимента соответственно. Такими параметрами являются:

- пористость n_0 и коэффициенты диффузии D_0, D_M ;
- средняя приведенная скорость фильтрации v (вычисляется по экспериментальным данным). Важно, чтобы в ходе эксперимента скорость фильтрации изменялась незначительно;
- время проведения эксперимента t_M ;
- длина L отрезка при моделировании (равна представленной в экспериментальных данных длине фильтрационной колонки, $L = l_f$);
- максимальная концентрация N_g соли-загрязнителя в грунте (вычисляется по экспериментальным данным). Используется в формуле для функции массообмена;
- средняя концентрация N_d соли-загрязнителя в грунте, при которой прекращается вымывание соли из грунта при десорбционном эксперименте. Используется в формуле для функции массообмена. Естественно предполагать, что концентрация соли-загрязнителя во всем грунте после прекращения процесса десорбции равна средней концентрации N_d .

Экспериментальную «выходную кривую» представляет сеточная функция $\bar{C} = \{C_i, i = 1, \dots, I\}$, где C_i – средняя концентрация соли в растворе i -й экспериментальной пробы, определенная на сетке по времени

$$\bar{t}_i = \left\{ \bar{t}_i = \sum_{k=1}^{i-1} \Delta t_k + \frac{\Delta t_i}{2}, \quad i = 1, \dots, I \right\},$$

построенной по вектору экспериментальных временных промежутков $\bar{\Delta t} = \{\Delta t_i, i = 1, I\}$. Здесь и далее I – количество экспериментальных промежутков времени, на которых измеряется средняя концентрация соли в пробе раствора на выходе из экспериментальной колонки. Подчеркнем, что сеточная экспериментальная «выходная кривая» $\bar{C} = \{C_i, i = 1, \dots, I\}$ определена в центрах

$$\bar{t}_i = \sum_{k=1}^{i-1} \Delta t_k + \frac{\Delta t_i}{2}, \quad i = 1, \dots, I$$

экспериментальных временных промежутков Δt_i , что соответствует измерению средней концентрации C_i соли-загрязнителя в пробе раствора, прокачанного через фильтрационную колонку за промежуток времени Δt_i . При ином способе построения сеточной «выходной кривой» существенно понижается точность интерпретации экспериментальных данных при относительно больших промежутках времени Δt_i .

В десорбционных экспериментах экспериментальную «выходную кривую» представляет сеточная функция $\bar{N}_{cp} = \{N_i, i = 1, \dots, I\}$, определенная на сетке по времени $\Omega_i = \{t_i, i = 1, \dots, I\}$, вычисляемая по измеренным средним концентрациям C_i соли в пробах раствора, по объемам проб и экспериментальной колонки. Здесь N_i – средняя концентрация соли в грунте экспериментальной колонки в момент времени t_i взятия i -й экспериментальной пробы раствора.

Описание данных калибровочного эксперимента. В качестве грунта используется глина и раствор в воде соли стронция $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$. В сорбционном эксперименте максимальная размерная концентрация соли в растворе $C_p = 116,3$ мг/л, в десорбционном – $C_p = 112$ мг/л.

Всегда при моделировании мы проводим нормировку концентраций на значение максимальной концентрации в растворе и используем безразмерные значения концентраций. Поэтому всегда безразмерная величина C_p максимальной концентрации в растворе равна 1: $C_p = 1$.

Входные данные математических моделей сорбционного и десорбционного экспериментов для используемого грунта принимают следующие значения:

- приведенная скорость фильтрации для сорбционного эксперимента $v = 27$ см/сут.;
- приведенная скорость фильтрации для десорбционного эксперимента $v = 23,7774$ см/сут.;
- пористость грунта $n_0 = 0,5$;
- длина колонки $L = l_f = 4$ см;
- время t_M проведения сорбционного эксперимента $t_M = 47$ суток;
- время t_M проведения десорбционного эксперимента $t_M = 120$ суток;
- максимальная безразмерная концентрация в грунте, достигаемая при сорбции: для модели сорбционного эксперимента $N_g = 69$, для модели десорбционного эксперимента $N_g = 67,567$;
- безразмерная концентрация соли-загрязнителя в грунте, при которой прекращается вымывание соли из грунта: для модели сорбционного эксперимента $N_d = 62,1$, для модели десорбционного эксперимента $N_d = 60,81$.

Различие безразмерных параметров N_g, N_d для моделей сорбционного и десорбционного экспериментов обусловлено различием максимальных размерных концентраций C_p в этих экспериментах.

График экспериментальной «выходной кривой» для сорбционного эксперимента приведен на рис. 1. Время на графике измеряется в сутках, концентрация дана в безразмерных единицах (нормирована на максимальную концентрацию в растворе). Из графика видно, что на начальной

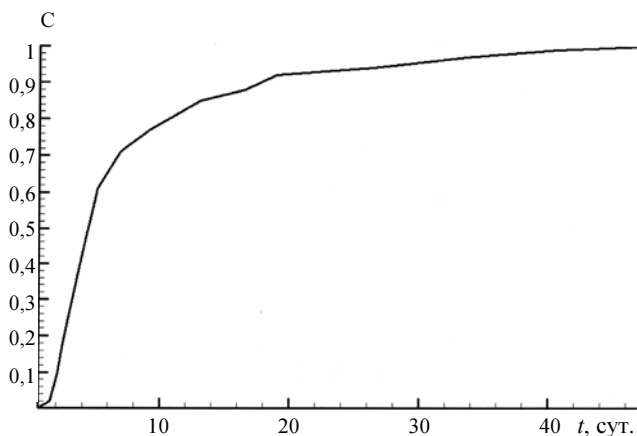


Рис. 1. Экспериментальная «выходная кривая» для сорбционного эксперимента

стадии процесса сорбции в фильтрационной колонке (до 10 суток) концентрация загрязнителя на выходе достаточно быстро поглощается грунтом (глиной), после чего процесс сорбции существенно замедляется, выходная концентрация в течение длительного времени (около 40 суток) выходит на максимальное значение, что соответствует прекращению процесса сорбции. Такое поведение сорбционной «выходной кривой» позволяет предполагать достаточно сложный характер процесса массопереноса.

График экспериментальной «выходной кривой» для десорбционного эксперимента, представленной вектором $\bar{N}_{cp} = \{N_i, i = 1, \dots, I\}$, приведен на рис. 2.

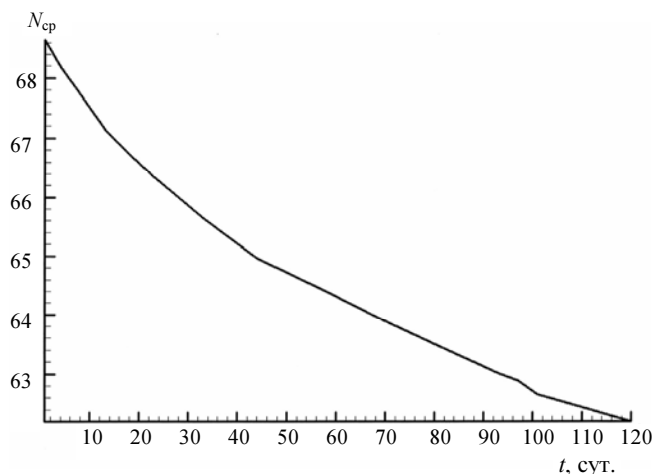


Рис. 2. Экспериментальная «выходная кривая» для десорбционного эксперимента

Из графика видно, что концентрация соли-загрязнителя в грунте медленно изменяется от максимальной величины N_g до минимальной величины N_d . Скорость процесса десорбции, так же, как и скорость процесса сорбции, замедляется в течение эксперимента. Однако средняя скорость вымывания загрязнителя из грунта (процесса десорбции) существенно ниже скорости поглощения загрязнителя грунтом (процесса сорбции): 10 % общего количества соли-загрязнителя, поглощенной грунтом, вымывается за 120 суток — время, в 3 раза большее времени поглощения. Такое поведение десорбционной «выходной кривой» позволяет предполагать сложный характер процесса массообмена, при котором необходимо комбинировать различные по количественным характеристикам сорбционный и десорбционный законы.

Построение функции массообмена. Как отмечалось выше, основной проблемой, требующей разрешения при построении метода определения

миграционных параметров, является выбор адекватной параметрической формулы, зависящей от вектора миграционных параметров \bar{p} , для функции массообмена $f(c, N)$ (см. (3)):

$$f(c, N) = F(c, N, \bar{p}).$$

Линейный закон сорбции. Простейшим известным вариантом параметрической формулы является

$$\bar{p} = \alpha, \quad F(c, N, \alpha) = \alpha(c - \beta N), \quad \beta = \frac{C_p}{N_g}. \quad (8)$$

Это так называемый *линейный закон сорбции* с одним миграционным параметром α [1]. По физическому смыслу α есть коэффициент скорости сорбции, β называют параметром сорбционной емкости грунта.

При большой скорости сорбции $\alpha > 1$ из кинетического уравнения (2) и линейного закона (8) следует, что $N \approx \frac{c}{\beta}$, тогда уравнение (1) принимает вид

$$n_1 \frac{\partial c}{\partial t} + v \frac{\partial c}{\partial x} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}, \quad n_1 = n_0 + \frac{1}{\beta}. \quad (9)$$

Величину n_1 в этой модели называют эффективной пористостью. Данное уравнение с обобщенными параметрами n_1, D использовалось ранее в методике определения миграционных параметров. В модели (9) решение дает фильтрационную волну, «размазанную» за счет диффузии [1].

В [1] отмечается, что в строгом физическом смысле приближение большой скорости сорбции (равновесности массообменного процесса между грунтом и раствором) справедливо лишь при незначительных концентрациях, в то время как в наших задачах используются насыщенные растворы и грунты.

В [1, 2] отмечается, что этот же закон (8) может быть использован и при изучении десорбционных процессов, но при других параметрах α, β . Однако при проведении полномасштабного моделирования процессов в фильтре требуется единый закон сорбции-десорбции, описывающий оба массообменных процесса (сорбции и десорбции) единой формулой. Из общих соображений следует, что в каждой фиксированной порции грунта одновременно идут оба физико-химических процесса (сорбции и десорбции), аналогично химическим обменным процессам с прямыми и обратными реакциями, и в разных условиях один из процессов может преобладать.

Другим соображением, по которому линейный закон сорбции трудно применим в наших условиях, является следующее. Анализируя выше данные калибровочных экспериментов, мы отметили, что весьма вероятно изменение скорости процессов массообмена в зависимости от насыщенности грунта. В линейном законе (8) с постоянным параметром α не учитывается возможное изменение скорости процесса. На рис. 3 приведены выходные кривые для первого эксперимента и выходные кривые, полученные путем численного расчета по модели сорбционного эксперимента (6) с линейным законом сорбции (8) с физическими параметрами n_0, v, D, L, N_g из калибровочного эксперимента.

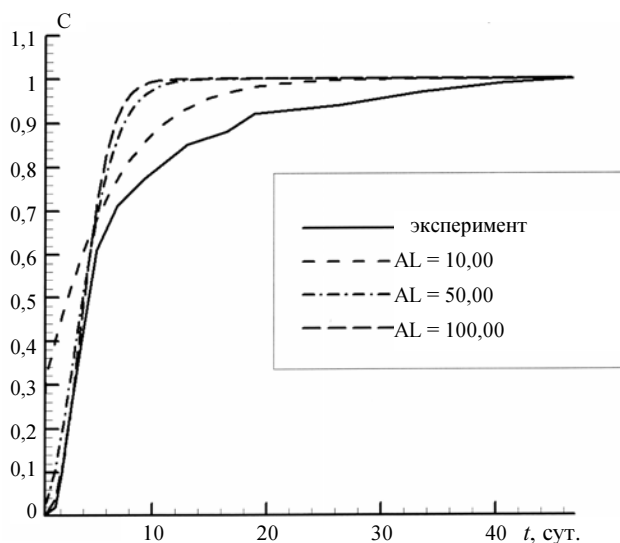


Рис. 3. «Выходные кривые» для эксперимента и для линейного закона сорбции при различных значениях скорости сорбции α (AL на графике)

Из графика видно, что на начальной стадии (время $t < 5$ суток) экспериментальная «выходная кривая» хорошо моделируется при высоких скоростях сорбции $\alpha = 50, 100$, а при временах более 5 суток лучшее приближение дает моделирование с относительно малой скоростью сорбции $\alpha = 10$. Кроме того, рис. 3 иллюстрирует известный факт [1], что линейный закон сорбции дает симметричную относительно некоторой точки «выходную кривую». Это свойство линейного закона сорбции не согласуется с экспериментальной «выходной кривой».

В итоге можно сделать вывод, что линейный закон сорбции (8) недостаточно точно моделирует процессы массообмена в грунте защитного экрана при использовании математической модели (6)

с физически реальными параметрами активной пористости n_0 и диффузии D .

Нелинейный закон сорбции-десорбции с постоянными коэффициентами скоростей массообмена. В монографии [5], посвященной рассмотрению массообменных процессов в приложении к инженерным задачам химической технологии, для описания нелинейных процессов сорбции-десорбции рассматривается следующая эмпирическая двухпараметрическая формула для функции массообмена:

$$F(c, N, \bar{p}) = \alpha_s \frac{c}{C_p} \left(1 - \frac{N}{N_g} \right) + \alpha_d \frac{N}{N_g} \left(\frac{c}{C_p} - 1 \right),$$

$$\bar{p} = \{ \alpha_s, \alpha_d \}. \quad (10)$$

Здесь α_s, α_d – числовые коэффициенты, характеризующие скорость процессов сорбции, десорбции соответственно. Такой закон массообмена предложен в [6] и обосновывается возможностью аналогии между массообменом в процессе фильтрации и ионообменными химическими реакциями, кинетика которых описывается нелинейными уравнениями.

Первое слагаемое в формуле (10) описывает процесс поглощения соли грунтом, происходящий при $N < N_g$, второе слагаемое описывает процесс вымывания соли из грунта при $c < C_p$. При равенстве коэффициентов α_s, α_d скоростей сорбции, десорбции соответственно, закон массопереноса (10) совпадает с линейным законом сорбции (8).

Учитывая проведенный выше анализ данных экспериментов, рассмотрим возможность применения нелинейного закона массообмена (10) с постоянными скоростными коэффициентами. Проведено численное моделирование в условиях первого сорбционного эксперимента с коэффициентом скорости десорбции $\alpha_d = 1$ и большими значениями коэффициента скорости сорбции α_s . Результаты представлены на рис. 4.

Из графика видно, что «выходные кривые» изменили свое поведение (стали «круче») по сравнению со случаем линейного закона сорбции (см. рис. 3) за счет существенного уменьшения десорбционного слагаемого в законе (10) по сравнению с линейным законом, совпадающим с (10) при $\alpha_s = \alpha_d$. Как и прогнозировалось при анализе экспериментальных данных, нелинейный закон сорбции-десорбции с постоянными скоростными коэффициентами не позволяет адекватно моделировать массообменные процессы в типичных

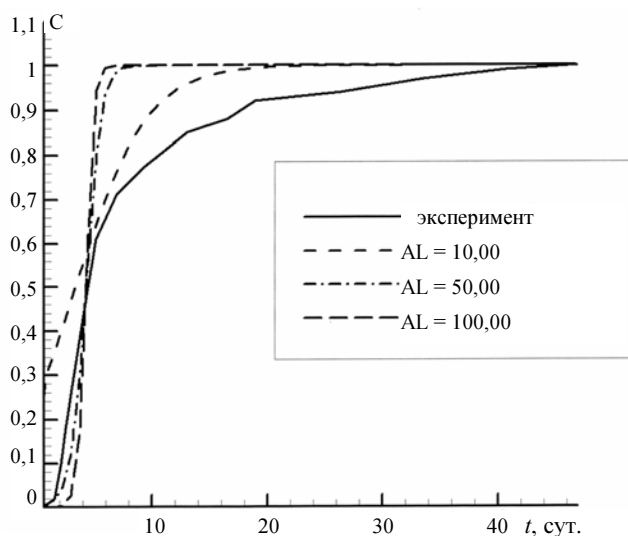


Рис. 4. «Выходные кривые» для эксперимента и для нелинейного закона сорбции при различных значениях скорости сорбции α (AL на графике)

грунтах, используемых в качестве защитных экранов.

Нелинейный закон сорбции-десорбции с переменными коэффициентами скоростей массообмена. Модифицируем нелинейный закон сорбции-десорбции с тем, чтобы эффективные скоростные коэффициенты могли изменяться в зависимости от величины концентрации соли-загрязнителя в грунте

$$F(c, N, \bar{p}) = \alpha_s f_s(N) \frac{c}{C_p} \left(1 - \frac{N}{N_g} \right) + \alpha_d f_d(N) \frac{N}{N_g} \left(\frac{c}{C_p} - 1 \right). \quad (11)$$

Параметрами данной формулы для функции массообмена являются величины α_s, α_d и другие параметры, от которых зависят функции f_s, f_d . Введенные функции f_s, f_d должны изменять значение эффективных скоростных коэффициентов $\alpha_s f_s, \alpha_d f_d$ в зависимости от концентрации соли в грунте N . Из проведенного выше предварительного анализа экспериментальных данных следует, что сорбционная скоростная функция f_s должна быть равна единице при нулевой концентрации в грунте и должна уменьшаться при приближении концентрации соли в грунте к предельному значению N_g . Десорбционная скоростная функция f_d должна быть равна единице при $N = N_g$ и уменьшаться при приближении концен-

трации соли в грунте к нижнему предельному значению N_d , при котором прекращается вымывание соли из грунта. Согласно экспериментальным данным, нижняя предельная величина $N_d > 0$ может достигать 90 % от верхней предельной величины, N_g .

Функцию $f_s(N)$ зададим формулами:

$$\begin{aligned} P_s(N) &= 0,5 \left(1 + \tanh \left[(N - N_s) / \Delta_s \right] \right), \\ f_s(N) &= f_{s,\min} P_s(N) + (1 - P_s(N)), \quad (12) \\ N_s &= \xi_s N_g, \quad \Delta_s = \zeta_s N_g, \quad 0 < \xi_s, \zeta_s < 1. \end{aligned}$$

Графики функции $f_s(N)$ при различных значениях параметров $f_{s,\min}$, ξ_s , ζ_s представлены на рис. 5. Значение N_s концентрации соли в грунте является точкой перехода функции f_s от единицы к минимальному значению $f_{s,\min}$, величина Δ_s задает ширину переходной зоны. Дополнительными сорбционными параметрами нелинейного закона (11) являются величины $f_{s,\min}$, ξ_s , ζ_s . Как отмечено выше, функция f_s обеспечивает уменьшение эффективного коэффициента $\alpha_s f_s$ скорости сорбции при приближении концентрации в грунте к предельному значению N_g .

Функцию $f_d(N)$ зададим формулами:

$$\begin{aligned} P_d(N) &= 0,5 \left(1 + \tanh \left[(N - \bar{N}_d) / \Delta_d \right] \right), \\ f_d(N) &= P_d(N) + (1 - P_d(N)) f_{d,\min}, \quad (13) \\ \bar{N}_d &= N_d + \xi_d (N_g - N_d), \quad \Delta_d = \zeta_d (N_g - N_d), \\ &0 < \xi_d, \zeta_d < 1. \end{aligned}$$

Значение $N_d \leq \bar{N}_d \leq N_g$ концентрации соли в грунте является точкой перехода от минимального значения $f_{d,\min}$ функции f_d к единице, величина Δ_d задает ширину переходной зоны. Дополнительными десорбционными параметрами нелинейного закона (11) являются величины $f_{d,\min}$, ξ_d , ζ_d . Графики функции $f_d(N)$ при различных значениях $f_{d,\min}$, ξ_d , ζ_d представлены на рис. 6.

Как отмечено выше, функция f_d обеспечивает увеличение эффективного коэффициента $\alpha_d f_d$ скорости десорбции при изменении концентрации в грунте от нижнего предельного значения N_d к верхнему предельному значению N_g .

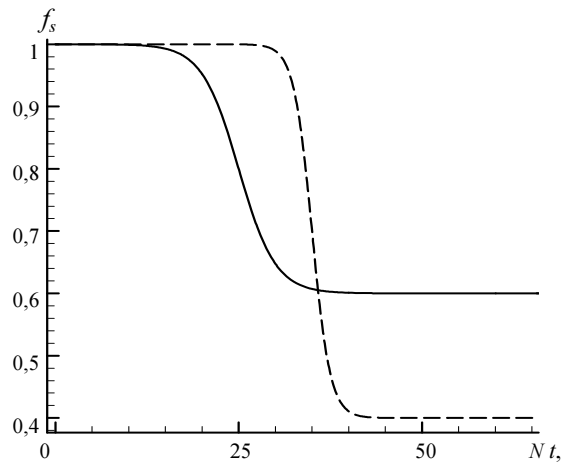


Рис. 5. Графики функции $f_s(N)$ при различных значениях параметров $f_{s,\min}$, ξ_s , ζ_s . $N_g = 60$. Сплошная линия: $f_{s,\min} = 0,6$, $\xi_s = 0,4$, $\zeta_s = 0,3$. Пунктирная линия: $f_{s,\min} = 0,4$, $\xi_s = 0,6$, $\zeta_s = 0,15$

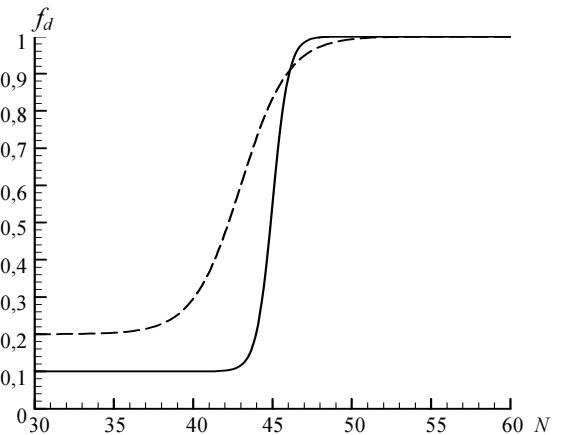


Рис. 6. Графики функции $f_d(N)$ при различных значениях $f_{d,\min}$, ξ_d , ζ_d . $N_g = 60$, $N_d = 30$. Сплошная линия: $f_{d,\min} = 0,1$, $\xi_d = 0,4$, $\zeta_d = 0,6$. Пунктирная линия: $f_{d,\min} = 0,2$, $\xi_d = 0,5$, $\zeta_d = 0,2$

Миграционные параметры для грунта из каллибровочного эксперимента определены с использованием нелинейного закона сорбции-десорбции (11) с переменными коэффициентами скоростей массообмена. Эти задачи решались в интерактивном режиме путем получения на персональном компьютере численного решения математических моделей сорбционного (6) и десорбционного (7) экспериментов, сравнения полученных теоретических «выходных кривых» с экспериментальными выходными кривыми, подбором миграционных параметров нелинейного закона сорбции-десорбции (11), обеспечивающим совпадение с требуемой

точностью теоретических и экспериментальных «выходных кривых». Для проведения численных расчетов создана программа численного решения общей математической модели (1)–(5) с нелинейным законом сорбции-десорбции (10) с переменными скоростными коэффициентами массообмена.

Для калибровочного эксперимента (глина из Сарова) хорошее совпадение экспериментальных и расчетных «выходных кривых» для сорбции и десорбции достигается при следующих значениях параметров кинетического закона:

$$\begin{aligned} \alpha_s = 50; \xi_s = 0,4; \zeta_s = 0,1; f_{s,\min} = 0,15, \\ \alpha_d = 1,4; \xi_d = 0,5; \zeta_d = 0,4; f_{d,\min} = 0,15. \end{aligned} \quad (14)$$

На рис. 7 приведены экспериментальные и полученные при указанных параметрах теоретические «выходные кривые» для калибровочного сорбционного и десорбционного экспериментов.

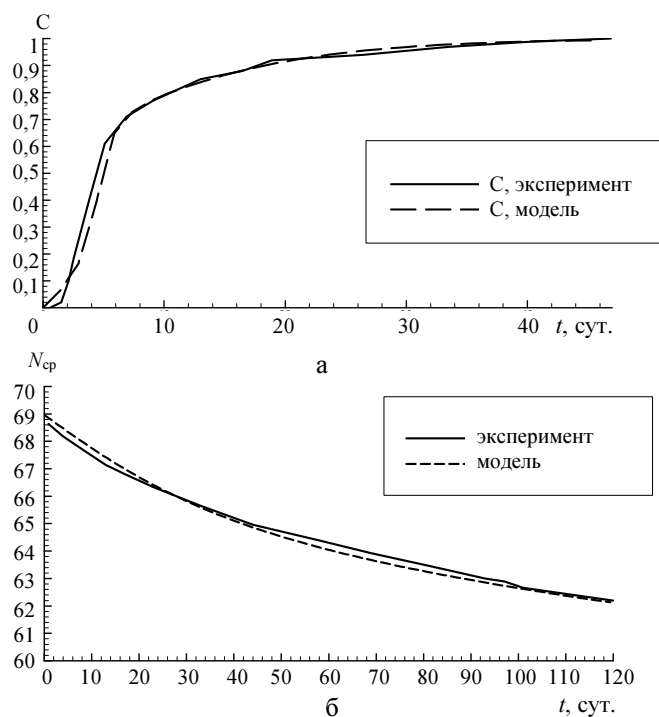


Рис. 7. Сравнение экспериментальных и модельных «выходных кривых»: а – сорбционное моделирование, б – десорбционное моделирование

Проведенное моделирование в условиях калибровочных экспериментов позволило разработать интерактивный компьютерный метод определения миграционных параметров грунтовых экранов. Эффективность метода доказана хорошей точностью получения нужных «выходных кривых» при найденных значениях миграционных параметров.

Данный метод опирается на обобщенный закон массообмена, учитывающий одновременно прямой (сорбция) и обратный процесс (десорбция) [5], скорректированный с целью учета изменения скорости сорбции-десорбции в зависимости от концентрации загрязнителя в грунте (11). Учет прямого и обратного процессов массообмена (сорбции и десорбции) в модели массообмена позволяет проводить анализ процессов, в которых может работать как сорбция, так и десорбция. К таким процессам относятся процессы в грунтовых фильтрах и экранах в условиях различных режимов эксплуатации. Их моделирование на основе разработанной методики позволяет определять основной эксплуатационный параметр – предельное время эксплуатации, при котором исключается выход через фильтр или грунтовой экран раствора с концентрацией загрязнителя, превышающей предельно допустимую.

Список литературы

1. Шестаков В. М. Основы теории миграции подземных вод. – М: Недра, 1969.
2. Ляшко И. И., Демченко Л. И., Мистецкий Г. Е. Численное решение задач тепло- и массопереноса в пористых средах. – Киев: Наукова думка, 1991.
3. Туйкина С. Р. Об одной обратной задаче динамики сорбции при нелинейной скорости потока // Методы математического моделирования. – М.: Изд-во факультета ВмиК МГУ, 1998, с. 142–159.
4. Muraviev D. N., Chanov A. V., Denisov A. M., Omarova F., Tuikina S. R. A Numerical Method for Calculating Isotherms of Ion Exchange on Impregnated Sulfonate Ion-Exchangers Based on the Data of Dynamic Experiments // Reactive polymers, 17(1992)29-38.
5. Шервуд Т., Пигфорд Р., Уилки Ч. Массопередача. – Москва: Химия, 1982.
6. Thomas H. J. Amer // Chem. Soc. 66, 1664 (1944).

Контактная информация –

Степанова Нонна Юрьевна
тел.: (495)971-71-06, e-mail: snonnay@mail.ru

Статья поступила в редакцию 30.06.2011.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 85–94.

СОДЕРЖАНИЕ

Усенко П. Л., Гаганов В. В. Оптимизация разрядов плазменного фокуса в режиме генерации мягкого рент- геновского излучения	3
Кошелев А. С., Хоружий В. Х., Овчин- ников М. А., Пикулина Г. Н. Возможности и перспективы реализации компараторного варианта калибровки де- текторов мощности гамма-излучения в поле специализированного гамма-ис- точника реактора БР-К1	10
Колесов В. Ф., Хоружий В. Х. Расчетный анализ нейтронных характеристик критических сборок КС-1, КС-2, ..., КС-6	19
Серов В. И. Новый механизм реакции деления тяже- лых ядер дейтронами и новая структура возбужденных состояний	34
Овчинников М. А., Пикулина Г. Н., Богданов В. Н., Пичугин А. М. Автоматизированная система измерения физических характеристик реактора БИГР ...	43
Сапожников Ю. А., Калмыков С. Н. Детекторы для измерения стронция-90 в потоке по черенковскому излучению. Обзор	49
Модестов Д. Г. Интегрирование уравнений, описывающих выгорание ядерного топлива	63
Строганов А. А., Курьиндин А. В., Ани- кин А. Ю., Герасимов Д. К. Использование кода PSG2/SERPENT для расчета K_{ef} уран-водо-графитовых систем	72
Фомушкин Э. Ф. Угловое распределение излучения на по- верхности шарообразного источника	77
Арделян Н. В., Сергеев В. И., Степанова Н. Ю. Математическое моделирование при оцен- ке эффективности работы искусственных очистных фильтров-экранов как геохимии- ческих барьеров	85

CONTENTS

Usenko P. L., Gaganov V. V. Optimization of the plasma focus discharges in the emission mode	3
Koshelev A. S., Khoruzhy V. Kh., Ovchin- nikov M. A., Pikulina G. N. Possibilities and prospects of realizing com- parative calibration of gamma-radiation power detectors in the field of specialized gamma-source of reactor BR-K1	10
Kolesov V. F., Khoruzhy V. Kh. Calculation analysis of neutron characte- ristics of critical assemblies KS-1, KS-2, ..., KS-6	19
Serov V. I. A new mechanism of deuteron-induced heavy nuclear fission reaction and a new structure of excited states	34
Ovchinnikov M. A., Pikulina G. N., Bogdanov V. N., Pichugin A. M. Automized system aimed at measuring and controlling physical characteristics BIGR reactor	43
Sapozhnikov Yu. A., Kalmykov S. N. Flow-through detectors for measurement of strontium-90 via cherenkov radiation. Review	49
Modestov D. G. Integrating of equations describing a burn out of nuclear fuel	63
Stroganov A. A., Kuryndin A. V., Anikin A. Yu., Gerasimov D. K. Criticality calculations of uranium-water- graphite systems using PSG2/SERPENT code	72
Fomushkin Eh. F. angular distribution of radiation on the sur- face of a spherical source	77
Yrdelyan N. V., Sergeev V. I., Stepanova N. Yu. Mathematical modeling for the evaluation of efficiency of function of artificial filter screens as geochemical barriers	85

Правила оформления статей

(уточненные в соответствии с требованиями ВАК 2008 г. – выделены п/ж шрифтом)

При подготовке статьи в сборник автор должен руководствоваться стандартом «Оригиналы авторские и текстовые издательские» (ОСТ 29.115–88). К авторским оригиналам, передаваемым для издания, предъявляются следующие требования:

1. Экземпляр статьи должен быть первым, отпечатан на одной стороне листа формата А4 **шрифтом № 12 через 2 интервала**. Статья должна быть составлена в следующем порядке: индекс УДК; **заглавие; инициалы и фамилии авторов; место работы каждого автора с почтовым адресом; аннотация (не более 10 строк); ключевые слова** – все вышеперечисленное **на русском и английском языках**; текст; список литературы; рисунки; подрисуночные подписи (на отдельном листе).

2. Статья должна также предоставляться обязательно **в виде электронной версии обычным шрифтом № 11 Times New Roman, междустрочный интервал – одинарный**, в редакторе Word 97 или более поздних версий. Текст не форматируется, в качестве имени файла используется ФИО первого автора статьи. **Кавычки** в тексте ставятся **при английской раскладке клавиатуры (“...”)**.

3. Содержание статьи должно быть кратким и четким. Исключаются общие рассуждения, известные положения. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах, подрисуночных подписях. Необходимо соблюдать единообразие в написании терминов, наименований физических величин и единиц измерения, условных обозначений, сокращений, символов. Наименования и обозначения единиц физических величин необходимо приводить в системе СИ.

Необходимо обращать внимание на **написание прописных и строчных букв: русские и греческие буквы (α, β, γ, φ и т. д.) набираются прямо, а латинские (x, y, z, w и т. д.) – курсивом**. Те же требования в обозначениях нужно соблюдать при написании индексов и степеней в формулах. **Обозначения матриц и векторов набираются полужирным шрифтом прямо**. Формулы, включенные в текст, следует набирать без увеличения интервала между строками, например b/d , $\exp(x/e)$.

4. Таблицы нумеруются, **каждая таблица должна иметь заголовок**. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. **Каждая таблица печатается на отдельном листе, а в электронном виде предоставляется отдельным файлом**.

5. Формулы и буквенные обозначения величин должны быть размечены и сразу расшифрованы. Формулы нумеруются арабскими цифрами, номер ставится с правой стороны листа в круглых скобках. **Нумеровать следует только те формулы и уравнения, на которые есть ссылка в последующем изложении**. Формулы выполняются в редакторе Equation 3.0 или MathType при невозможности набора на

клавиатуре $\left(x_n^2, y_m^n, \sqrt{x}, \int_0^1 x, \frac{1}{y} \text{ и т. д.} \right)$. Подстрочные и надстрочные индексы вводятся с клавиатуры

(x_3 , км^2 и т. д.), греческие буквы вставляются через Меню *Вставка* → *символ*.

6. В тексте статьи рисунок обязательно предоставляется на отдельном листе формата не более А4. На рисунках допускается минимальное число обозначений – краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подрисуночные подписи. На обороте каждого рисунка указываются фамилии авторов, название статьи, номер рисунка, обозначения верха и низа. Внутренние надписи на рисунках набираются шрифтом № 10. Внизу каждого рисунка должны быть приведены его номер и подрисуночная подпись шрифтом № 11. При наличии нескольких различных графиков на одном рисунке каждый из них обозначается русскими буквами а), б), в) и т. д. и расшифровывается.

В электронном виде рисунки предоставляются отдельными файлами, выполненными в графических редакторах *Paint*, *PhotoShop*, *CorelDraw* в черно-белом цвете (фотографии – в растровом формате *tif*, *dpi*-300). Рисунки в Word не вставлять, кроме случаев, когда рисунок изначально выполнен в Word.

7. Ссылки на литературу в тексте даются по порядку, арабскими цифрами в квадратных скобках. **Список литературы составляется в той же последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу.** Фамилии и инициалы авторов набираются полужирным курсивом.

8. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом «Библиографическая ссылка» (ГОСТ Р 7.0.5–2008), в частности, необходимо указать :

а) для журнальных статей – фамилии и инициалы авторов (не менее трех первых), название статьи, название журнала (без кавычек), год, том, выпуск, номер страницы;

б) для книг – фамилии и инициалы авторов, полное название книги, место издания, издательство (без кавычек), год издания;

в) для авторефератов диссертаций – фамилию и инициалы автора, название автореферата диссертации, на соискание какой ученой степени написана диссертация, место и год защиты;

г) для препринтов – фамилии и инициалы авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;

д) для патентов – фамилии и инициалы авторов, название патента, страну, номер и класс патента, дату и год заявления и опубликования патента;

е) для отчетов – фамилии и инициалы авторов, название отчета, инвентарный №, наименование организации, год выпуска;

ж) для электронных источников – полный электронный адрес (включая дату обращения к источнику), позволяющий обратиться к публикации.

9. **В конце текста перед списком литературы указывается контактная информация обо всех авторах статьи: фамилия, имя и отчество (полностью), должность, телефон, e-mail и по желанию автора – домашний почтовый адрес.**

Новая информация

для читателей научно-технического сборника
«Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов»!

Редколлегия сборника «ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов» информирует авторов и читателей, что начиная с 2011 г. в Сер. Физика ядерных реакторов издаются выпуски «Физика и методы расчета ядерных реакторов» (3 выпуска в год) и «Импульсные реакторы и простые критические сборки» (1 выпуск в год). Подписка на «ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов» с 2012 г. будет осуществляться только по каталогу «Газеты. Журналы» ОАО Агентство «Роспечать» (подписной индекс 32067).

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Физика ядерных реакторов

Выпуск 3

Ответственный за выпуск В. Ф. Колесов

Редактор *Е. А. Мясоедова*

Корректор *Н. Ю. Костюничева*

Компьютерная подготовка оригинала-макета *Н. А. Лештаева*

Подписано в печать 07.10.2011	Формат 60 × 84/8
Офсетн. печ. Усл. печ. л. ~ 11,4	Уч.-изд. л. ~ 10
Тираж 150 экз. Зак. тип. 1062-2011	10 статей

Отпечатано в ИПК ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
607189, г. Саров Нижегородской области, ул. Силкина, 23

РЕФЕРАТЫ

УДК 539.1.03:533.9.08

ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗРЯДОВ ПЛАЗМЕННОГО ФОКУСА В РЕЖИМЕ ГЕНЕРАЦИИ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ / П. Л. Усенко, В. В. Гаганов – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 3–9.

Приводятся характеристики разрядов плазменного фокуса и масштабные закономерности выхода проникающих излучений. Рассмотрен инвариантный параметр, служащий критерием оптимизации режимов работы газоразрядных камер коаксиальной геометрии. Представлены результаты исследований мягкого рентгеновского излучения, генерируемого сферической газоразрядной камерой с плазменным фокусом, разработки РФЯЦ-ВНИИЭФ. На основе полученных данных продемонстрировано выполнение критерия оптимизации для сферических газоразрядных камер (рис. 2, табл. 2, список лит. – 39 назв.).

УДК 621.019.039.571:539.1.084

ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ РЕАЛИЗАЦИИ КОМПАРАТОРНОГО ВАРИАНТА КАЛИБРОВКИ ДЕТЕКТОРОВ МОЩНОСТИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО ГАММА-ИСТОЧНИКА РЕАКТОРА БР-К1 / А. С. Кошелев, В. Х. Хоружий, М. А. Овчинников, Г. Н. Пикулина – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 10–18.

В работе изложены результаты преимущественно экспериментального изучения с привлечением расчетного инструментария практических аспектов целесообразности освоения компараторного варианта калибровки детекторов мощности γ -дозы с использованием специализированного гамма-источника реактора БР-К1. Целью исследований была проверка регистрационных возможностей опытного варианта специализированного широкодиапазонного измерительного комплекса, методических возможностей расчетной модели дозового поля СГИ и использования квазиимпульсного режима работы реактора в контексте целесообразности разработки методики компараторной калибровки детекторов мощности γ -излучения, ориентированных на преимущественное использование в полях излучений ядерных реакторов (рис. 8, список лит. – 7 назв.).

УДК 621.039.55

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИТИЧЕСКИХ СБОРОК КС-1, КС-2, ..., КС-6 / В. Ф. Колесов, В. Х. Хоружий – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 19–33.

В 2010 г. были опубликованы полученные в экспериментах конца 1950-х гг. нейтронно-физические данные для простых критических сборок КС-1, КС-2, ..., КС-6 с активными зонами из металлического высокообогащенного урана или плутония. Научная значимость информации указанных публикаций, ввиду отдаленности времени ее получения, может быть серьезно поколеблена возможными сомнениями относительно ее точности. В этой связи представлялось целесообразным испытание приведенных в указанных публикациях данных расчетами с помощью наиболее современных, проверенных практикой математических программ и библиотек нейтронных данных.

Проведению этого рода анализа и посвящена настоящая статья (рис. 6, табл. 13, список лит. – 13 назв.).

УДК 539.173

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ДЕЙТРОНАМИ И НОВАЯ СТРУКТУРА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ / В. И. Серов – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 34–42.

Анализ экспериментальных данных по делению ядер в реакции (d, pf) позволяет сделать заключение, что имеется другой канал реакции деления через образование синглетного дейтрона и прямое резонансное заселение состояний во второй и третьей потенциальных ямах. При этом происходит неполная передача энергии реакции протону, так как делящееся ядро и протон находятся по разные стороны барьера деления. Впоследствии эта энергия проявляется либо как дополнительные нейтроны, либо как дополнительная кинетическая энергия осколков деления. Увеличенная ширина протонных пиков во втором потенциальном минимуме связана с трехчастичным характером заселения этих состояний. В реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ наблюдаются вращательная полоса с $\hbar^2/2\mathcal{I} = 3,0$ кэВ, отвечающая состояниям во второй потенциальной яме при $E_0^{mf1} = 2,60 \pm 0,02$ МэВ, и вращательная полоса в третьей потенциальной яме с $\hbar^2/2\mathcal{I} = 2,0$ кэВ и $E_0^{mf2} = 2,26 \pm 0,02$ МэВ. Выявлена система эквидистантных динейтронных состояний (рис. 9, список лит. – 12 назв.).

УДК 621.039.512; 621.039.526; 004.415.2; 004.414.28

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКТОРА БИГР / М. А. Овчинников, Г. Н. Пикулина, В. Н. Богданов, А. М. Пичугин – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 43–48.

В РФЯЦ-ВНИИЭФ с 1977 г. успешно функционирует реактор БИГР, единственный в мире представитель импульсных реакторов самогасящего действия на быстрых нейтронах, активная зона которого выполнена из дисперсионного уран-графитового топлива.

Представлено описание автоматизированной системы измерения физических характеристик реактора БИГР, приведены ее технические параметры, принципы построения аппаратно-программной структуры. Система предназначена для регистрации физических характеристик реактора в импульсном, квазиимпульсном и статическом режимах работы БИГР, формирования сигналов на управление органами регулирования реактивности и аварийных сигналов (рис. 3, список лит. – 3 назв.).

УДК 539.1.074.4

ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СТРОНЦИЯ-90 В ПОТОКЕ ПО ЧЕРЕНКОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ. ОБЗОР / Ю. А. Сапожников, С. Н. Калмыков – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 49–62.

Описаны детекторы для длительного и непрерывного определения стронция-90 в потоке по черенковскому излучению, возбуждаемому высокоэнергетическими β -частицами дочернего иттрия-90. Показаны преимущества такого подхода по сравнению с другими способами определения стронция-90 в водах, загрязненных этим радионуклидом (рис. 18, список лит. – 25 назв.).

УДК 539.122:518.5

ИНТЕГРИРОВАНИЕ УРАВНЕНИЙ, ОПИСЫВАЮЩИХ ВЫГОРАНИЕ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА / Д. Г. Модестов – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 63–71.

При расчете выгорания топлива в ядерных энергетических устройствах обычно используется условие постоянства мощности. В принципе такую задачу можно решать в приближении постоянства числа частиц, рассматривая небольшие промежутки времени, в течение которых мощность практически не меняется. Однако возможен менее трудоемкий вариант, если сделать дополнительные предположения о временной зависимости распределения числа частиц. В настоящей работе предлагается один из возможных подходов построения схемы интегрирования первого порядка точности в этом случае. При этом на основе результатов методических расчетов можно сделать вывод о том, что первого порядка вполне достаточно для решения задач рассматриваемого класса. А также о том, что уменьшение трудоемкости расчетов при использовании предположения о временной зависимости может быть весьма значительно, по сравнению с приближением постоянства числа частиц (табл. 3, список лит. – 4 назв.)

УДК 519.245

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОДА PSG2/SERPENT ДЛЯ РАСЧЕТА K_{ef} УРАН-ВОДО-ГРАФИТОВЫХ СИСТЕМ / А. А. Строганов, А. В. Курьиндин, А. Ю. Аникин, Д. К. Герасимов – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 72–76.

Расчет K_{ef} с использованием различных программных средств (ПС) является неотъемлемой частью анализа безопасности любых систем, содержащих ядерные делящиеся материалы. Однако любое ПС характеризуется областью применения и погрешностью, которые обычно определяются путем сопоставления результатов, полученных с помощью данного ПС, с экспериментальными значениями. Этот метод считается общепринятым и называется верификацией ПС.

В настоящей работе проведена верификация ПС PSG2/SERPENT для расчета K_{ef} уран-водо-графитовых систем на основе сопоставления с экспериментом на критическом стенде реактора РБМК, проведенном в РНЦ КИ. Полученные результаты демонстрируют высокую точность ПС PSG2/SERPENT и возможность его применения для расчета K_{ef} уран-водо-графитовых систем (рис. 2, табл. 2, список лит. – 7 назв.).

УДК 519.212.3

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ШАРООБРАЗНОГО ИСТОЧНИКА / Э. Ф. Фомушкин – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 77–84.

Угловые распределения излучения на поверхности шарообразного источника вычислены с использованием методов теории вероятностей и математической статистики. Предполагается, что элементарные источники равномерно распределены по объему шара, угловое распределение излучения от элементарных источников сферически симметрично. Вычисления выполнены для различных значений пробега излучения в веществе источника. Вычислено также ослабление плотности потока излучения при удалении от поверхности источника (рис. 7, список лит. – 6 назв.).

УДК 550.06, 519.688

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИ ОЦЕНКЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ ИСКУССТВЕННЫХ ОЧИСТНЫХ ФИЛЬТРОВ-ЭКРАНОВ КАК ГЕОХИМИЧЕСКИХ БАРЬЕРОВ / Н. В. Арделян, В. И. Сергеев, Н. Ю. Степанова – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов, 2011, вып. 3, с. 85–94.

Разработан интерактивный компьютерный метод определения миграционных параметров потенциальных загрязнителей в искусственных экранах, используемых в качестве геохимических барьеров. Эффективность метода доказана хорошей сходимостью расчетных и экспериментальных значений. Моделирование процессов массообмена на основе разработанной методики позволяет определить предельное время эксплуатации геохимического барьера, при котором исключается выход загрязнителей за его пределы с концентрацией выше ПДК (рис. 7, список лит. – 6 назв.).