

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ДАННЫХ ПО ЗАПАЗДЫВАЮЩИМ НЕЙТРОНАМ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ НА БАЗЕ УСКОРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ГНЦ РФ – ФЭИ

В. М. Пиксайкин *, *А. С. Егоров*, *Д. Е. Гремячкин*,
К. В. Митрофанов

АО «Государственный научный центр Российской Федерации —
Физико-энергетический институт им. А. И. Лейпунского», Обнинск, Россия

Представлен обзор результатов исследований, проводимых на ускорительном комплексе ГНЦ РФ – ФЭИ с целью изучения явления эмиссии запаздывающих нейтронов (ЗН) при делении тяжелых ядер нейтронами. Рассматриваются экспериментальные данные по макроскопическим характеристикам ЗН, имеющим первостепенное значение для безопасной эксплуатации ядерных реакторов: полный выход ЗН и их временные параметры (относительные выходы ЗН и периоды полураспада их ядер-предшественников), интегральные энергетические спектры ЗН для деления ^{235}U тепловыми нейтронами и полученные на их основе восьми-групповые спектры ЗН. Рассмотрена процедура оценки временных параметров ЗН и их ковариационных матриц. Полученные данные сравниваются с аналогичными данными других авторов. В данный обзор не вошли работы, посвященные развитым физическим методам исследования в области физики деления тяжелых ядер нейтронами на основе регистрации запаздывающих нейтронов, а также работы, связанные с физической интерпретацией полученных результатов. Приводится лишь краткое их перечисление с указанием ссылок.

The paper presents a review of the results carried out at accelerator complex of SSC RF–IPPE with the purpose to study the phenomenon of delayed neutron (DN) emission from fission of heavy nuclei by neutrons. Experimental data on the macroscopic characteristics of DN, which are of paramount importance for safe operation of nuclear reactors, are considered: the total DN yield, the relative abundances of DN and the half lives of their precursors, integral energy spectra of DN from the thermal neutron induced fission of ^{235}U and 8-groups spectra obtained on this basis. The procedure for the evaluation of the DN temporary parameters and their covariance matrix is considered. The data are compared with the appropriate data obtained by other authors. This review does not include the works devoted to developed physical methods for studying the physics of fission of heavy nuclei by neutrons based on the detection of delayed neutrons, as well as works related to

* E-mail: piksa@ippe.ru

the physical interpretation of the results obtained. Only a brief listing of them is provided with appropriate references.

PACS: 2.85.Ec

ВВЕДЕНИЕ

Явление эмиссии запаздывающих нейтронов (ЗН), которое сопровождает процесс деления тяжелых ядер, представляет значительный интерес с точки зрения многих фундаментальных аспектов ядерной физики, астрофизики, самого процесса деления ядер. Изучение процесса эмиссии ЗН позволяет получить уникальную информацию о форме силовой функции бета-распада, плотности ядерных уровней и деформации ядер-осколков при средних энергиях возбуждения, конкуренции между нейтронной и гамма-эмиссией и других свойствах ядер-осколков, находящихся далеко от долины бета-стабильности. Интерес к исследованиям характеристик ЗН, используемых на завершающей стадии процесса деления тяжелых ядер, обусловлен, прежде всего, той ролью, которую ЗН играют в вопросах безопасности энергетических установок, работающих на основе цепной реакции деления ядер. Наличие высокоточных ядерно-физических данных по ЗН является необходимым условием для проведения надежного анализа кинетики ядерных реакторов.

Однако существующие в настоящее время базы данных по ЗН не в полной мере отвечают тем требованиям, которые предъявляются к этим данным при создании нового поколения реакторов, характеризующихся жестким энергетическим спектром нейтронов, многокомпонентным составом ядерного горючего, а также ядерных материалов, подлежащих трансмутации.

С точки зрения кинетики и безопасной эксплуатации ядерных реакторов наиболее важными характеристиками ЗН являются: полный выход ЗН ν_d , относительные выходы ЗН a_i и постоянные распада λ_i отдельных групп ЗН, а также энергетические групповые спектры ЗН $\chi_i(E_n)$. Эти характеристики являются основой для определения таких фундаментальных параметров, используемых в реакторной практике, как эффективная доля ЗН $\beta_{\text{эф}}$ и реактивность $\rho(T)$, связанная с установившимся периодом реактора T . Анализ переходных процессов в ядерном реакторе осуществляется с помощью системы уравнений точечной кинетики [1], решение которой представляется в виде характеристического уравнения (известного как уравнение «обратных часов»), устанавливающего связь между возмущением по реактивности ρ и асимптотическим периодом реактора T , определяющим интенсивность переходного процесса [2]:

$$\rho = \frac{\Lambda}{T} + \sum_{i=1}^N \frac{(\beta_i)_{\text{эф}}}{1 + \lambda_i T},$$

где N — число групп ЗН; Λ — время генерации мгновенных нейтронов; T — асимптотический период реактора; λ_i — постоянная распада, индекс i соответствует номеру группы ЗН; $(\beta_i)_{\text{eff}}$ — эффективная доля ЗН, относящихся к i -й группе ядер-предшественников ЗН. Если пренебречь членом, связанным с мгновенными нейтронами, и учесть, что величину $(\beta_i)_{\text{eff}}$ можно представить в виде $\beta_{\text{eff}} a_i$ [2], то реактивность системы можно выразить так:

$$\rho = \beta_{\text{eff}} \sum_{i=1}^N \frac{a_i}{1 + \lambda_i T},$$

где a_i — относительный выход i -й группы ЗН; $\beta_{\text{eff}} = \sum_{i=1}^N (\beta_i)_{\text{eff}}$ — эффективная доля ЗН, определяющая безопасные пределы регулирования мощности реактора [2] и равная сумме эффективных долей отдельных групп ЗН

$$\begin{aligned} (\beta_i^m)_{\text{eff}} = & \left(\int \left(\sum_{g'} \chi_{g'}^i \varphi_{g'}^+ \right) \nu_{di}^m \left(\sum_g N^m (\sigma_f^m \varphi)_g \right) dV \right) \times \\ & \times \left(\int \sum_m \left\{ \left(\sum_{g'} \chi_{g'}^i \varphi_{g'}^+ \right) \left(\sum_g N^m (\nu_p \sigma_f)_g^m \varphi_g \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \sum_i \left(\sum_{g'} \chi_{g'}^i \varphi_{g'}^+ \right) \nu_{di}^m \left(\sum_g N^m (\sigma_f^m \varphi)_g \right) \right\} dV \right)^{-1}, \end{aligned}$$

где m — делящийся изотоп; i — номер группы ЗН; g, g' — энергетическая группа первичных нейтронов; χ — спектр мгновенных нейтронов деления; χ^i — групповые спектры ЗН изотопа m ; φ — поток нейтронов; φ^+ — сопряженный поток; N — число делящихся ядер; ν_p — число мгновенных нейтронов деления; σ_f — сечение деления; ν_d — полное число ЗН на акт деления (константа); V — объем активной зоны ядерного реактора.

При определении β_{eff} предполагается, что ν_d не зависит от энергии нейтронов вплоть до 4 МэВ. Групповые спектры χ^i , как правило, оцениваются с помощью метода суммирования вкладов отдельных предшественников ЗН и выходов продуктов деления. При этом до времени определения групповых спектров ЗН авторами настоящей работы (см. соответствующий раздел настоящего обзора) в библиотеках оцененных данных групповые спектры ЗН не содержали информацию о неопределенности этих данных, что, несомненно, отражается на надежности выполняемых расчетов.

Диапазон энергий первичных нейтронов, в котором необходимы данные по ЗН, должен соответствовать диапазону энергетического спектра

нейтронов в ядерном реакторе. Кроме того, существует ряд практических задач, в которых не менее остро стоит вопрос о получении данных по ЗН в диапазоне энергий первичных нейтронов 14 МэВ и выше. В первую очередь эти задачи связаны с развитием метода неразрушающего анализа нуклидного состава ядерного топлива, а также метода обнаружения и идентификации ядерных материалов в закрытых контейнерах.

В настоящее время задача более надежного определения энергетической зависимости полных выходов и временных параметров ЗН также не утратила своей актуальности. Отсутствие детальной информации об энергетической зависимости параметров ЗН ν_d , (a_i, λ_i) и $\chi_i(E_n)$ связано с тем, что число экспериментов, выполненных на моноэнергетических пучках нейтронов в достаточно широком диапазоне энергий, крайне мало. Поэтому, как правило, на практике используются данные о полных выходах и временных параметрах, полученные на спектрах нейтронов более жестких по сравнению со спектром нейтронов быстрых реакторов. При этом делается предположение о том, что полные выходы ЗН в области энергий нейтронов от тепловых значений до 4 МэВ незначительно зависят от энергии налетающих нейтронов. Сейчас такое предположение утратило силу. В ряде работ, выполненных в ГНЦ РФ – ФЭИ на примере деления ^{233}U , ^{235}U , ^{237}Np , ^{238}U , ^{239}Pu , показано, что полный выход ЗН зависит от энергии возбуждения делящегося ядра [3–6]. Поэтому для уточнения энергетической зависимости полного выхода ЗН при делении тяжелых ядер нейтронами альтернативы экспериментальным методам на основе ускорительных источников нейтронов не существует.

Всесторонний учет факторов, влияющий на точность измеряемых данных, позволил специалистам ГНЦ РФ – ФЭИ создать методику и основанную на этой методике установку, которая позволяет обеспечить проведение измерений всего спектра характеристик ЗН при делении ядер моноэнергетическими нейтронами на современном экспериментальном уровне. ГНЦ РФ – ФЭИ располагает источником моноэнергетических нейтронов на основе ядерных реакций $T(p, n)$, $D(d, n)$, $\text{Li}(p, n)$ и $T(d, n)$ на нейтронном канале электростатического ускорителя. Энергия нейтронов в зависимости от используемой реакции составляет от десятка килоэлектронвольт до 20 МэВ, что, в отличие от реакторных экспериментов, позволяет измерять энергетические зависимости характеристик ЗН в широком энергетическом диапазоне энергий нейтронов.

В ГНЦ РФ – ФЭИ получил развитие математический аппарат решения обратных задач, лежащий в основе анализа кривых спада интенсивности ЗН. Впервые разработан метод усреднения временных характеристик ЗН с учетом корреляционных характеристик, полученных в отдельных сериях измерений. Перечисленные достижения ГНЦ РФ – ФЭИ в развитии экспериментальной базы и математических методов обработки данных послужили основой новых физических методов, связанных с регистрацией ЗН: определение зарядовых распределений и кумулятив-

ных выходов продуктов деления, оценка шансовой структуры сечений деления, идентификация изотопного состава образцов из делящихся веществ, валидация баз данных по выходам продуктов деления, оценка временных характеристик ЗН при взаимодействии ядер с протонами релятивистских энергий.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты проведенных в ГНЦ РФ – ФЭИ исследований полных выходов и временных параметров ЗН для широкого спектра делящихся ядер, а также интегральных спектров ЗН при делении ^{235}U тепловыми нейтронами. На основе полученных данных в сотрудничестве с секцией ядерных данных МАГАТЭ была создана специализированная база макроскопических данных по ЗН, включающая обновленную версию рекомендованных данных по относительным выходам и периодам ЗН в шести- и восьмигрупповом представлении и их корреляционных и ковариационных матриц, компиляцию временных параметров и полных выходов ЗН, восьмигрупповые спектры ЗН для деления ^{235}U тепловыми нейтронами, эталонные кривые спада активности ЗН при делении ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu тепловыми и быстрыми нейтронами [7].

В данный обзор не вошли работы авторов, посвященные развитым физическим методам исследования в области физики деления тяжелых ядер нейтронами на основе регистрации ЗН, а также работы, связанные с физической интерпретацией полученных результатов. Приводится лишь их краткое перечисление с указанием ссылок.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗН НА ПУЧКАХ УСКОРИТЕЛЕЙ ГНЦ РФ – ФЭИ

Экспериментальный метод, используемый в исследованиях, основан на периодическом облучении делящихся образцов в хорошо известном потоке нейтронов и последующем измерении временной зависимости спада интенсивности ЗН. Экспериментальная установка, используемая в настоящей работе, была размещена на пучках электростатических ускорителей ГНЦ РФ – ФЭИ [8]. Основные компоненты установки представлены на рис. 1. Она включает в себя систему управления пучком электростатического ускорителя, пневматическую систему транспортировки исследуемого образца, камеры деления для определения плотности потока нейтронов из мишени, 4 π -детектор нейтронов, предназначенный для регистрации ЗН.

В качестве основного регистрирующего элемента 4 π -детектора был выбран борный счетчик СМ-11, имеющий низкую чувствительность к γ -лучам. Детектор представляет собой сборку из 30 счетчиков, распределенных в полиэтиленовом замедлителе в виде трех концентрических окружностей радиусами 53, 80 и 110 мм. Внутреннее кольцо содержит 6 борных счетчиков, среднее и внешнее кольца по 12 счетчиков каж-

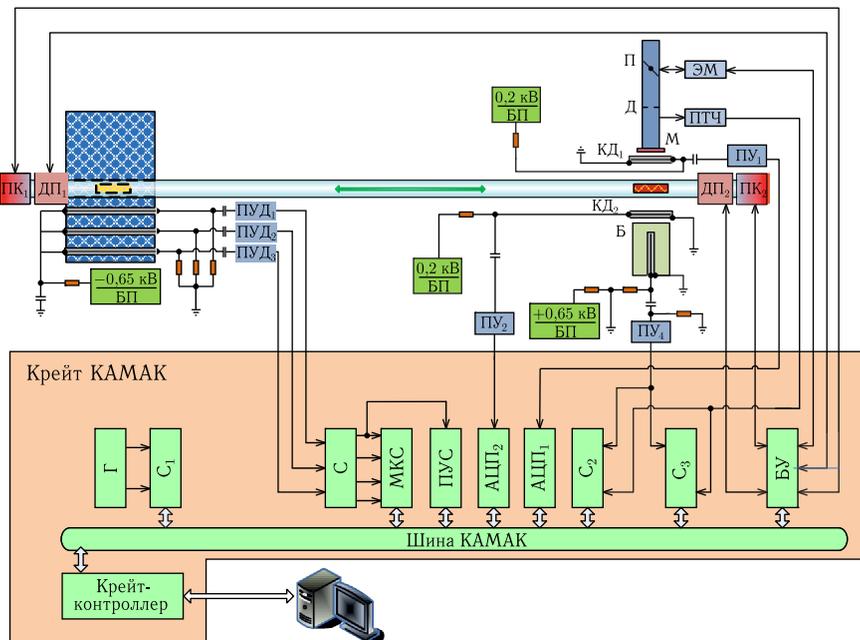


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: ПУД — предусилитель, усилитель и дискриминатор; С — суммирующий модуль; ПУ — предусилитель и усилитель; ПК — электромагнитный клапан; ДП — датчик положения образца; БУ — блок управления; ПТЧ — преобразователь ток-частота; АЦП — аналого-цифровой преобразователь; ПУС — программно-управляемый счетчик; МКС — многоканальный счетчик; Г — кварцевый генератор импульсов; БП — блок питания; П — прерыватель; ЭМ — электромагнитный привод прерывателя; Д — диафрагма ионопровода; М — мишень ускорителя; КД — камера деления; Б — борный счетчик нейтронов; С₁ — счетчик с предустановкой значения экспозиции; С₂ — счетчик интегрального числа импульсов с преобразователя ПТЧ и счетчика нейтронов Б; С₃ — счетчик числа импульсов с преобразователя ПТЧ и детектора нейтронов Б в заданных интервалах времени

дое. Внешний диаметр замедлителя равен 400 мм, высота — 300 мм. Счетчики работают в пропорциональном режиме при напряжении 650 В. В центре детектора имеется канал диаметром 36 мм, предназначенный для установки исследуемого образца. Блок замедлителя окружен защитой из карбида бора, кадмия и борированного полиэтилена.

Малое время перемещения образца (~ 150 мс) дает возможность проводить измерения выходов ЗН с наименее короткими периодами полураспада. Два электромагнитных клапана управляют подачей сжатого воздуха в направляющую трубку. Пневмопровод представляет собой тонкостенную трубку из нержавеющей стали с внешним диаметром 10 мм

и толщиной стенки 0,3 мм. Информация о местоположении образца получается от пар светодиод-фотодиод, установленных на направляющей трубке на позиции облучения и в центре детектора нейтронов.

Общее выражение для определения полных выходов ЗН и временных характеристик ЗН (a_i, λ_i) на основе измеренной временной зависимости спада интенсивности ЗН может быть представлено в следующем виде:

$$N(t_k) = A \sum_{i=1}^m T_i \frac{a_i}{\lambda_i} (1 - e^{-\lambda_i \Delta t_k}) e^{-\lambda_i t_k} + B \Delta t_k, \quad (1)$$

$$T_i = (1 - e^{-\lambda_i t_{irr}}) \left(\frac{n}{1 - e^{-\lambda_i T}} - e^{-\lambda_i T} \left(\frac{1 - e^{-n \lambda_i T}}{(1 - e^{-\lambda_i T})^2} \right) \right), \quad A = \varepsilon_n \sigma_f \phi N_f \nu_d,$$

где $N(t_k)$ — число отсчетов, зарегистрированных детектором нейтронов во временном канале t_k шириной Δt_k ; ν_d — полный выход ЗН на одно деление; B — интенсивность фона нейтронов; λ_i и a_i — постоянная распада и относительный выход i -й группы ЗН; n — количество циклов измерения; m — число групп ЗН; T — длительность одного цикла измерений, включающая в себя время облучения, время пролета и измерения скорости счета запаздывающих нейтронов; t_{irr} — время облучения; ε_n — эффективность детектора нейтронов; ϕ — плотность потока нейтронов; σ_f — сечение деления; N_f — число атомов в исследуемом делящемся образце.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ВЫХОДОВ ЗН И ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА ИХ ЯДЕР-ПРЕДШЕСТВЕННИКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ

Энергетическая зависимость относительных выходов a_i и периодов полураспада T_i ЗН была измерена на электростатических ускорителях ГНЦ РФ-ФЭИ при делении ядер ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{237}Np и ^{241}Am нейтронами в диапазоне энергий от тепловых значений до 18 МэВ. Пучки моноэнергетических нейтронов генерировались в ядерных реакциях $T(p, n)$, $D(d, n)$, $T(d, n)$. Был проведен комплекс работ по улучшению параметров экспериментальной установки и математического аппарата для обработки данных. Улучшения включают уменьшение времени транспортировки облученных образцов до 0,1 с, расширение временного диапазона счета ЗН до 750 с. Был разработан метод усреднения временных параметров ЗН, полученных в различных сериях измерений, с использованием корреляционных данных, что в итоге позволило существенно повысить точность временных параметров ЗН (относительных выходов a_i и периодов полураспада отдельных групп ЗН T_i) [9]. Измерения ГНЦ РФ-ФЭИ в области высоких энергий (14–18 МэВ) выявили возможные причины большого разногласия, наблюдаемого во временных параметрах ЗН: деградацию счетной характеристики детектора нейтро-

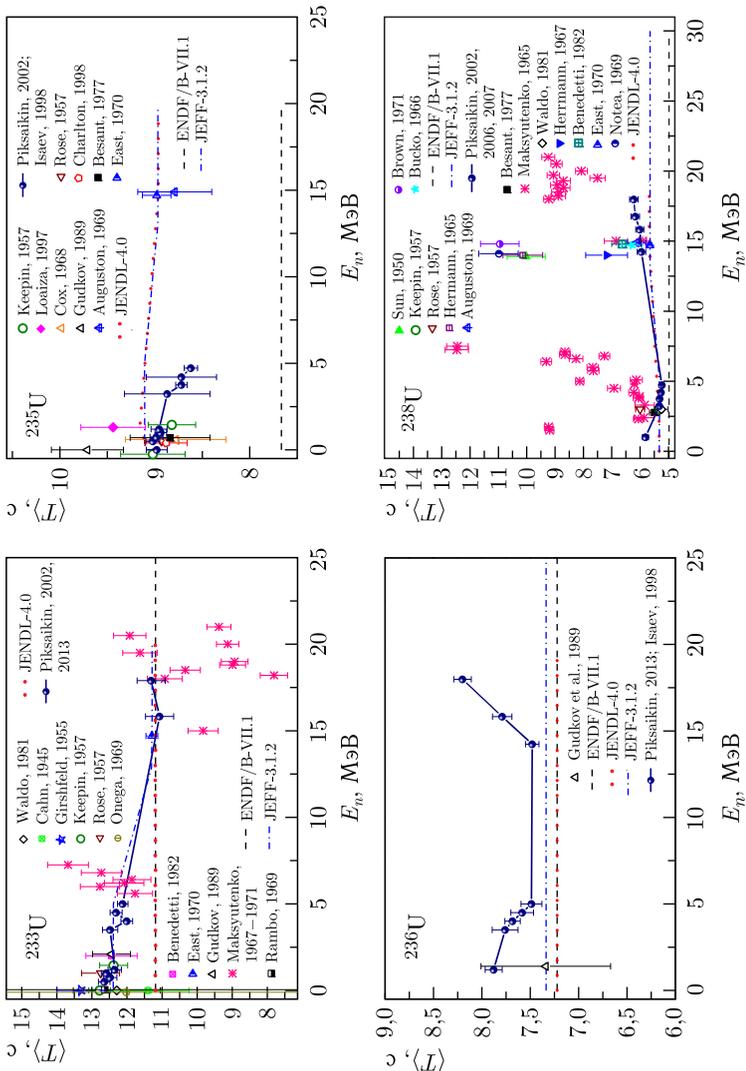


Рис. 2. Энергетическая зависимость среднего периода полураспада ядер-предшественников 3N при делении ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U нейтронами [13]. Ссылки на данные могут быть взяты из компиляции Спритгса и Кэмпбелл [14], за исключением данных Пиксайкина и др. [5, 9, 15–17] и Исаева и др. [18]. Сплошная кривая, связывающая экспериментальные точки, проведена для большей наглядности данных

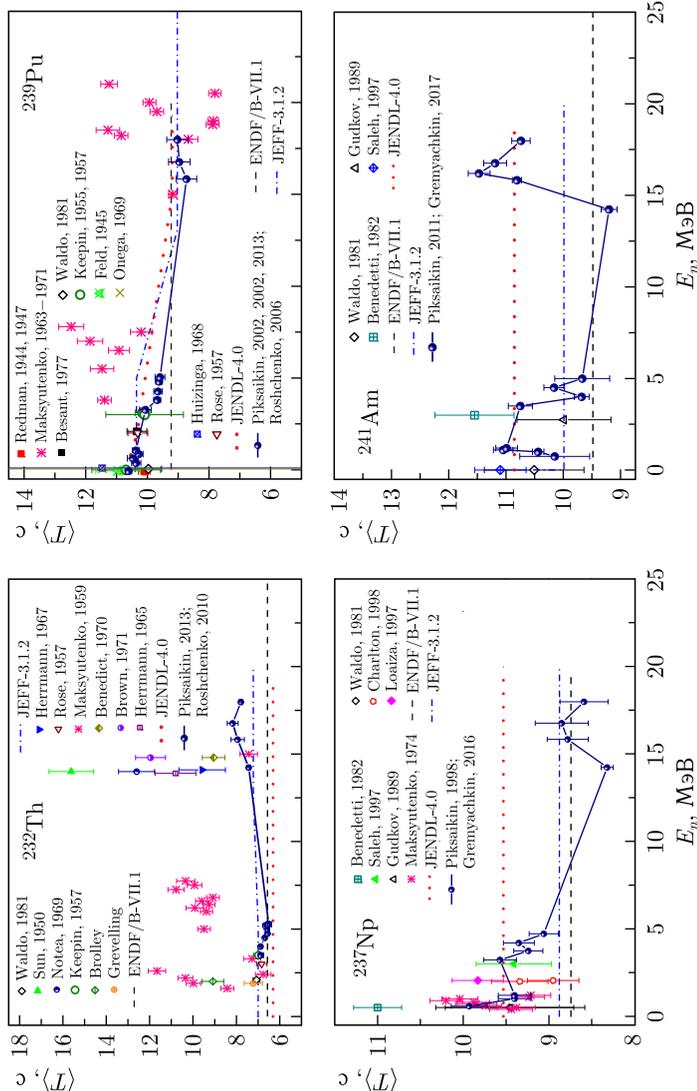


Рис. 3. Энергетическая зависимость среднего периода полураспада ядер-предшественников 3N при делении ядер ^{232}Th , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am нейтронами [13]. Ссылки на данные могут быть взяты из компиляции Спритгса и Кэмпбелл [14], за исключением данных Пикайкина и др. [5, 9, 15, 19, 20], Гремячкина и др. [21, 22] и Рощенко и др. [10, 23]. Сплошная кривая, связывающая экспериментальные точки, проведена для большей наглядности данных

нов в потоке нейтронов высокой интенсивности и влияние сопутствующего источника нейтронов $D(d, n)^3\text{He}$, возникающего на ускорительной мишени в измерениях с использованием реакции $T(d, n)^4\text{He}$ [10, 11].

Сравнение временных параметров ЗН (a_i, T_i) , измеренных в ГНЦ РФ – ФЭИ, с соответствующими данными из других работ представлено на рис. 2 и 3 в терминах среднего периода полураспада $\langle T \rangle$ ядер-предшественников ЗН, впервые введенного в практику в ГНЦ РФ – ФЭИ [12]:

$$\langle T \rangle = \sum_{i=1}^N a_i T_i, \quad \sum_{i=1}^N a_i = 1.$$

Будучи комбинацией временных параметров ЗН (a_i, T_i) , полученных в процедуре оценки параметров по кривым спада интенсивности ЗН методом наименьших квадратов, эта величина, имеющая простой физический смысл, не зависит от корреляций, которые неизбежно существуют между временными параметрами ЗН. Кроме того, величина $\langle T \rangle$ не зависит от того, рассматривается N отдельных ядер-предшественников ЗН или N групп ядер-предшественников, а также от временных границ, используемых при их группировке.

Из рис. 2 и 3 видно, что средний период полураспада ЗН для всех рассматриваемых делящихся систем уменьшается по мере увеличения энергии первичных нейтронов в диапазоне энергий от тепловых до 5 МэВ. Реальный масштаб изменения относительных выходов ЗН и периодов полураспада их ядер-предшественников можно оценить по среднему периоду полураспада предшественников ЗН с помощью регрессионного анализа данных [13], показанных на рис. 4 для изотопов урана ^{233}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U и ^{239}Pu . Результаты регрессионного анализа энергетической зависимости $\langle T(E_n) \rangle = A + BE_n$ [13] представлены в табл. 1.

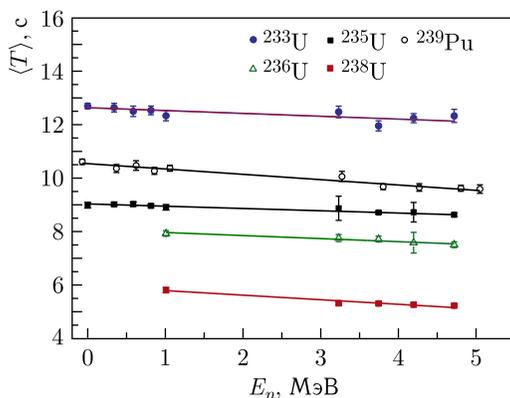


Рис. 4. Энергетическая зависимость среднего периода полураспада ядер-предшественников ЗН при делении ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U и ^{239}Pu нейтронами [5, 9, 13]

Таблица 1. Результаты регрессионного анализа энергетической зависимости $\langle T(E_n) \rangle = A + BE_n$ [21]

Изотоп	A , с	B , с/МэВ
^{233}U	$12,63 \pm 0,06$	$-0,107 \pm 0,028$
^{235}U	$9,04 \pm 0,01$	$-0,086 \pm 0,005$
^{236}U	$8,08 \pm 0,08$	$-0,114 \pm 0,020$
$^{238}\text{U}^*$	$5,56 \pm 0,05$	$-0,070 \pm 0,012$
^{239}Pu	$10,54 \pm 0,04$	$-0,200 \pm 0,014$

* Анализ данных ^{238}U проводился в энергетическом диапазоне от 3,2 до 5 МэВ.

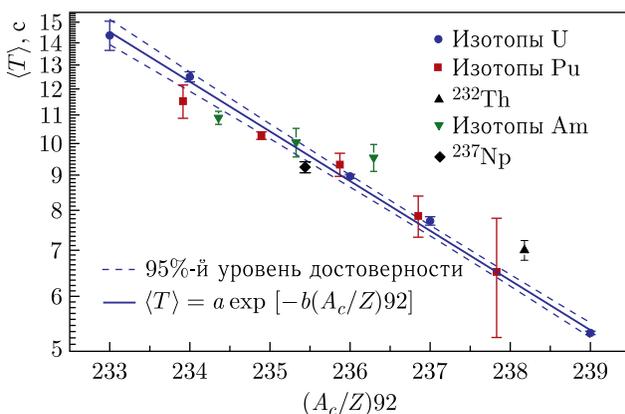


Рис. 5. Средние периоды полураспада ядер-предшественников ЗН изотопов U, Pu, Th, Am, Np и их аппроксимация экспоненциальной зависимостью $\langle T \rangle = a \exp[-b(A_c/Z)92]$ [13]. Значения средних периодов полураспада были вычислены для наборов рекомендованных данных (a_i, T_i)

Следует также отметить, что средний период полураспада ядер-предшественников ЗН $\langle T \rangle$ для деления изотопов урана, плутония, тория, америция и нептуния быстрыми нейтронами можно представить экспоненциальной зависимостью от параметра [13] $(A_c/Z)92$ (A_c и Z — массовое число и атомный номер компаунд-ядра соответственно) $\langle T \rangle = a \exp[-b(A_c/Z)92]$ (рис. 5). Это свойство позволяет предсказывать временные параметры ЗН для нуклидов, высокая радиоактивность которых затрудняет проведение прямых измерений.

Временные параметры ЗН, представленные в этом разделе, использовались при выработке новой версии рекомендованных данных по относительным выходам ЗН и периодам полураспада их ядер-предшественников [13]. Следует отметить, что представленные выше данные по относительным выходам и периодам были получены в подавляющем большинстве в рамках шестигрупповой модели ЗН, введенной Кипиным и др. [1].

В этой модели ядра-предшественники ЗН (около 500 ядер) при обработке кривых спада активности ЗН методом наименьших квадратов (МНК) группируются (распределяются) в отдельные группы в зависимости от их периода полураспада. Как отмечает Кипин, константы распада, полученные в ходе обработки МНК, представляют собой взвешенные средние величины по распределению относительных выходов и периодов ядер-предшественников, принадлежащих данной группе ЗН. С этим утверждением можно согласиться только в случае короткоживущих и промежуточных групп ЗН. Если же учесть большой разброс в периодах полураспада наиболее долгоживущей группы ЗН (первой группы) в данных для широкого спектра делящихся ядер и энергий первичных нейтронов, то с предложенным объяснением трудно согласиться. Дело в том, что первой группе, скорее всего, соответствует единственный долгоживущий изотоп с заметным выходом — изотоп брома ^{87}Br с периодом полураспада 55,6 с. Большой разброс в значениях периода полураспада первой группы ЗН в шестигрупповой модели связан, по всей видимости, с рядом возможных причин: большим фоном в экспериментальном зале, коротким интервалом времени регистрации ЗН и сильной взаимной корреляцией параметров ЗН (a_i, T_i). Указанная особенность первой группы в шестигрупповой модели практически не влияет на шкалу реактивности при положительных значениях реактивности. Однако при отрицательных значениях реактивности шкала зависимости реактивность – асимптотический период реактора подвержена искажению, поскольку реактивность в этом случае определяется константой распада первой группы ЗН.

Для преодоления этой трудности была предложена восьмигрупповая модель ЗН, в которой групповые периоды полураспада фиксированы и не зависят от нуклида и энергии первичных нейтронов. При этом первой группе соответствует изотоп ^{87}Br с периодом полураспада 55,6 с. Описание основных особенностей восьмигрупповой модели ЗН представлено в разделе настоящего обзора, посвященном выработке рекомендованных данных.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО ВЫХОДА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ

Для определения полных выходов ЗН авторами были использованы два метода, основанных на общем выражении для описания временной зависимости интенсивности испускания ЗН из образца после его облучения в хорошо известном потоке моноэнергетических нейтронов. В первом методе использовалось число ЗН, регистрируемых во временном интервале t_1-t_2 , а также временные параметры ЗН (a_i, T_i), полученные

в результате анализа кривых спада интенсивности испускания ЗН:

$$\nu_d = \frac{\left[\sum_{t_1}^{t_2} N(t_k) - B(t_2 - t_1) \right]}{\langle \varepsilon_n \rangle R_s \sum_{i=1}^6 \left[T_i \frac{a_i}{\lambda_i} (e^{-\lambda_i t_1} - e^{-\lambda_i t_2}) \right]}, \quad (2)$$

$$T_i = (1 - e^{-\lambda_i t_{irr}}) \left(\frac{n}{1 - e^{-\lambda_i T}} - e^{-\lambda_i T} \left(\frac{1 - e^{-n\lambda_i T}}{(1 - e^{-\lambda_i T})^2} \right) \right),$$

где $N(t_k)$ — количество отсчетов, зарегистрированных детектором нейтронов во временном канале t_k длительностью Δt_k ; ν_d — полный выход ЗН на одно деление; $B(t_k)$ — интенсивность фона нейтронов во временном канале t_k ; λ_i и a_i — постоянная распада и относительный выход i -й группы ЗН; n — количество циклов; T — длительность одного цикла измерений, включающего в себя время облучения, время пролета и время измерения скорости счета ЗН; t_{irr} — время облучения; $\langle \varepsilon_n \rangle$ — эффективность детектора нейтронов.

Энергетическая зависимость полного выхода ЗН при делении ядер ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{237}Np и ^{241}Am нейтронами в диапазоне энергий от 0,3 до 5 МэВ, измеренная на ускорителях ГНЦ РФ — ФЭИ [5, 13], представлена на рис. 6 и 7.

Большая часть данных была получена после выработки рекомендаций 2002 г., сделанных для основных нуклидов ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu [26]. Данные ГНЦ РФ — ФЭИ сравниваются как с ранее измеренными данными, так и с оцененными данными из библиотек ENDF/B-VII.1, JEFF-3.1.1 и JENDL-4.0. Полные выходы ЗН, полученные на основе систематики и корреляционных свойств ЗН $\nu_d(E_n) = c\langle T(E_n) \rangle^d$ [12], также представлены на рис. 6 и 7.

Детальное описание систематики характеристик ЗН рассмотрено в работе [12]. Было установлено, что средний период полураспада ядер-предшественников ЗН при делении изотопов каждого элемента (Th, U, Pu, Am) экспоненциально зависит от параметра, характеризующего нуклонный состав делящегося ядра (A_c и Z — массовое число и атомный номер компаунд-ядра соответственно). Было также установлено, что полный выход ЗН при делении изотопов указанных элементов связан степенной зависимостью со средним периодом полураспада ядер-предшественников ЗН $\nu_d(E_n) = c\langle T(E_n) \rangle^d$ [12]. В результате авторам впервые удалось функционально связать величину полного выхода ЗН с величинами относительных выходов a_i и периодов T_i отдельных групп ЗН, относящихся к изотопам каждого из рассмотренных элементов. Указанные свойства ЗН позволили установить, что известная систематика полного выхода ЗН от параметра $(A_c - 3Z)A_c/Z$ делящегося ядра, полученная Таттлом [24], носит приближенный характер. Было показано, что эта зависимость носит более сложный характер, который выражается

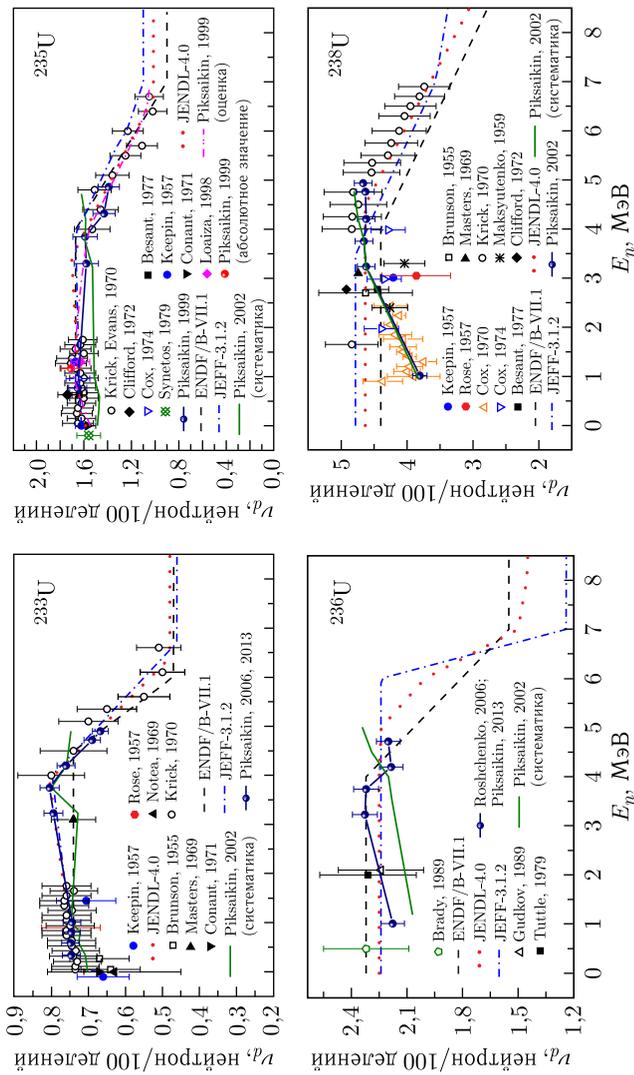


Рис. 6. Энергетическая зависимость полного выхода ЗН при делении ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U нейтронами [13]. Ссылки могут быть взяты из работ Димитриу и др. [13], Таттла [24], за исключением данных Пиксайкина и др. [3, 5, 6, 12] и Рошенко и др. [4]. Сплошная кривая, связывающая экспериментальные точки, проведена для большей наглядности данных

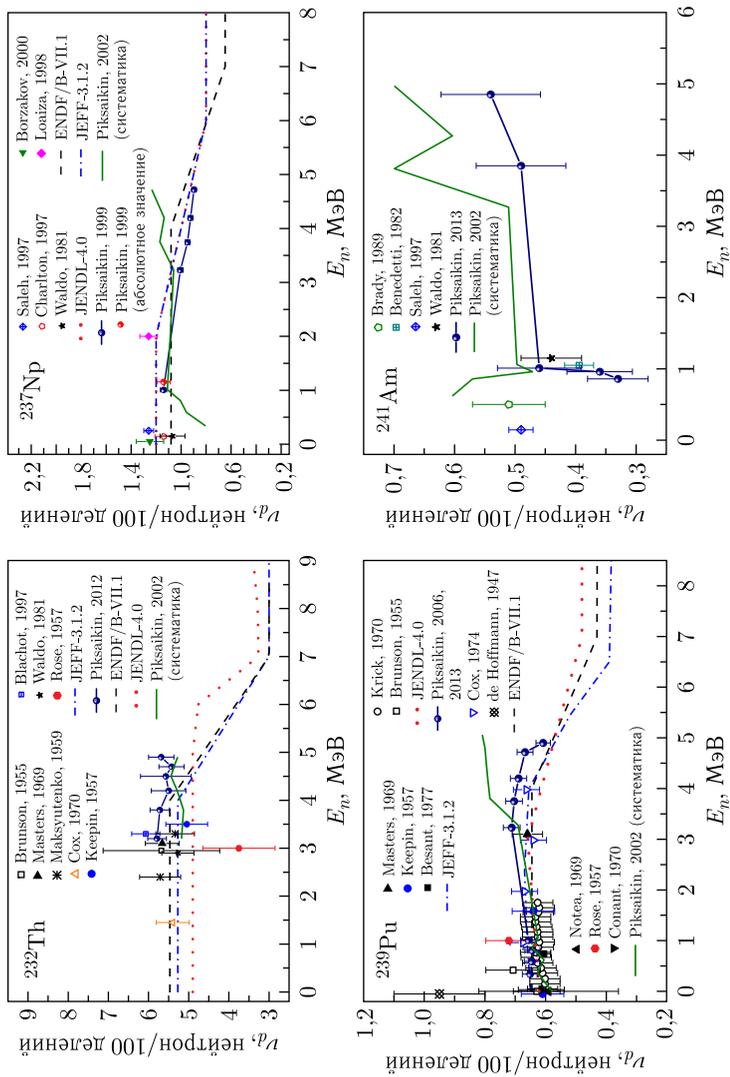


Рис. 7. Энергетическая зависимость полного выхода 3Н при делении ядер ^{232}Th , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am нейтронами [13]. Ссылки могут быть взяты из работ Димитриу и др. [13], Таггла [24], за исключением данных Пиксайкина и др. [5, 6, 12, 25]. Сплошная кривая, связывающая экспериментальные точки, проведена для большей наглядности данных

в существовании для изотопов каждого элемента своей (отличной от других элементов) зависимости $\nu_d(A_c, Z)$. Следует отметить, что обнаруженные авторами настоящей работы неизвестные ранее корреляционные свойства ЗН позволяют проводить оценку полных выходов и временных параметров ЗН для высокорadioактивных минорных актинидов (например, изотопов кюрия).

Данные, измеренные в ГНЦ РФ – ФЭИ, согласуются с соответствующими данными, измеренными Криком и др. [27] для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu . Энергетическая зависимость $\nu_d(E_n)$ для рассматриваемых нуклидов хорошо воспроизводится данными, полученными на основе корреляционных свойств ЗН $\nu_d(E_n) = a\langle T(E_n) \rangle^b$, по крайней мере, в диапазоне энергий до 4 МэВ [12]. Согласно рекомендациям подгруппы №6 рабочей группы Международной кооперации для оценки данных по ЗН (WPEC SG6) [26], основанным, главным образом, на измерениях эффективной доли ЗН β_{eff} на тепловых и быстрых сборках, энергетическая зависимость полного выхода ЗН для ^{235}U и ^{239}Pu не превышает 1%. Энергетическая зависимость $\nu_d(E_n)$ в интервале от тепловых нейтронов до 1 МэВ, рассчитанная на основе данных Крика и др. [24, 27], дает следующее относительное увеличение ν_d : для ^{233}U – 1,98% ($\pm 0,6\%$), для ^{235}U – 0,52% ($\pm 1\%$), для ^{239}Pu – 2,06% ($\pm 0,5\%$).

В табл. 2 эти данные сравниваются с соответствующими данными из работы Кипина и др. [28] и значениями, рассчитанными на основе систематики $\nu_d(E_n) = a\langle T(E_n) \rangle^b$ [12]. Из табл. 2 видно, что как экспериментальные данные, так и данные, полученные на основе систематики, показывают заметную энергетическую зависимость полного выхода ЗН. Разница между значениями ν_d для тепловых и быстрых нейтронов, полученными для ядер ^{235}U и ^{239}Pu с помощью метода суммирования, основанного на данных по кумулятивным выходам продуктов деления из библиотеки JEFF-3.1.1, составляет соответственно 13 и 11% по данным работы [29] и 18 и 16% по данным работы [30].

Таким образом, наблюдаемая в прямых измерениях энергетическая зависимость ν_d для ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu по сравнению с результатами, полученными методами измерения β_{eff} [26], указывает на все еще существующую необходимость надежного определения энергетической

Таблица 2. Энергетическая зависимость полного выхода ЗН при делении ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu нейтронами

Нуклид	$d\nu_d/\nu_d/1$ МэВ, %		
	Крик и др. [27]	Кипин и др. [28]	Данные ГНЦ РФ – ФЭИ [12], полученные из $\nu_d(E_n) = a\langle T(E_n) \rangle^b$
^{233}U	$1,98 \pm 0,6$	4,80	$1,84 \pm 0,62$
^{235}U	$0,52 \pm 1,0$	2,47	$2,04 \pm 1,31$
^{239}Pu	$2,06 \pm 0,5$	3,13	$6,26 \pm 1,69$

зависимости полных выходов ЗН. Наиболее прямым и эффективным способом достижения данной цели является проведение относительных измерений с точностью $\pm 1\%$ [30]. Кроме того, необходимо выяснить причину гораздо большей разницы между значениями ν_d при делении тепловыми и быстрыми нейтронами в случае вычисления полного выхода ЗН методом суммирования.

Следует также отметить, что анализ энергетических зависимостей полного выхода ЗН при делении ^{235}U , полученных экспериментально и методом суммирования, показал их значительные отличия. В экспериментально полученных данных спад зависимости $\nu_d(E_n)$ наблюдается при энергиях нейтронов около 4 МэВ. В данных метода суммирования падение полного выхода $\nu_d(E_n)$ происходит при энергии, соответствующей порогу реакции $(n, n'f)$. Данные $\nu_d(E_n)$, полученные с помощью систематики $\nu_d(E_n) = a\langle T(E_n) \rangle^b$ [12] для деления ^{235}U на основании относительных выходов и периодов полураспада ЗН, не показывают тенденции спада вплоть до 5 МэВ. Это противоречие требует дальнейших исследований с помощью расширения диапазона энергий первичных нейтронов выше порога деления с предварительным испусканием нейтрона $(n, n'f)$.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{235}U ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Всесторонний анализ интегральных спектров ЗН можно найти в обзоре, сделанном в работе Даса (1994) [31]. С тех пор единственная экспериментальная работа по измерению интегральных спектров ЗН была выполнена на пучке нейтронов ускорительного комплекса ГНЦ РФ – ФЭИ при делении ^{235}U тепловыми нейтронами [32]. Измерения с различными интервалами времени облучения и регистрации ЗН проводились для увеличения вклада отдельных ядер-предшественников в интегральном спектре. Были выполнены две серии измерений. В первой серии время облучения образца было выбрано равным 120 с, за которым следовало измерение спектров ЗН в следующей последовательности интервалов времени: 0,12–2, 2–12, 12–22, 22–32 и 32–152 с после окончания облучения. Во второй серии измерений время облучения образца было выбрано равным 20 с и временами измерения спектров ЗН в интервалах времени: 0,12–1, 1–2, 2–3, 3–4 и 4–44 с после окончания облучения. В рамках этих измерений было проведено около 3000 циклов облучения. Полученные результаты представлены на рис. 8–11 и подробно обсуждаются в работах [13, 32].

Спектры, измеренные в разных временных интервалах, сравниваются с соответствующими спектрами, рассчитанными на основе микроскопических данных: спектров ЗН от отдельных ядер-предшественников, вероятностей испускания ЗН P_n и периодов полураспада ядер-предшествен-

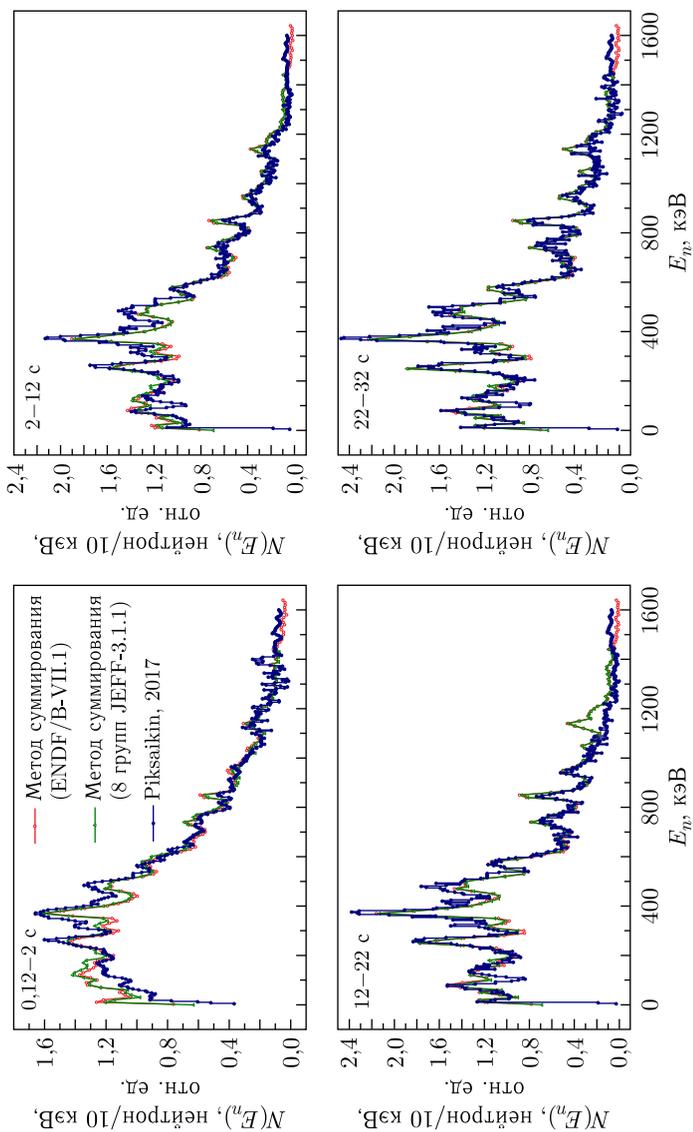


Рис. 8. Интегральные спектры ЗН, измеренные в интервалах времени 0,12–2, 2–12, 12–22, 22–32 с [13, 32], с соответствующими спектрами, рассчитанными с помощью метода суммирования на основе различных наборов микроскопических данных. Время облучения — 120 с

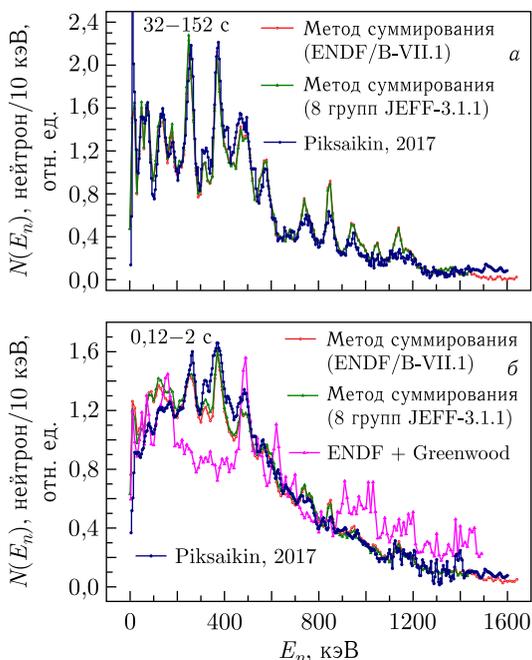


Рис. 9. а) Интегральные спектры ЗН в интервале времени 32–152 с с соответствующими спектрами, рассчитанными с помощью метода суммирования на основе различных наборов микроскопических данных [13, 32]. б) Интегральные спектры ЗН в интервале времени 0,12–2 с. Данные Гринвуда и др. [37] для отдельных ядер-предшественников добавлены к данным из библиотеки ENDF/B-VII.1. Время облучения — 120 с

ников ЗН $T_{1/2}$ из базы данных, разработанной в рамках координационной международной программы МАГАТЭ [33]. В расчетах использовались три набора спектров ЗН. Первый набор — это спектры ЗН из файла данных распада ENDF/B-VII.1, которые были разработаны Брэди и Ингландом [34]. Эти данные состоят из 34 измеренных спектров, объединенных и откорректированных на основе данных экспериментов в Майнце [35], Штудсвике [36] и INEL [37], и спектров для 235 нуклидов, рассчитанных с помощью испарительной модели [34]. Второй набор энергетических спектров представляют данные из файла ENDF/B-VII.1, в котором спектры для ядер-предшественников $^{89-90}\text{Br}$, $^{93-97}\text{Rb}$, ^{136}Te , $^{138-139}\text{I}$, $^{143-145}\text{Cs}$ были заменены соответствующими данными Гринвуда и др. [37]. Третий набор представлял собой восьмигрупповые спектры из файла JEFF-3.1.1. Данные по кумулятивным выходам продуктов деления ^{235}U , использованные во всех расчетах, были взяты из файла JEFF-3.1.1.

Энергетические спектры во временных окнах были рассчитаны с помощью формулы, позволяющей использовать в рассмотрении N предшественников ЗН и n циклов облучения [32]

$$N(E_n, t) dE_n = A \sum_{i=1}^N \left[\left(\frac{P_{ni} C Y_i}{\lambda_i} \right) (1 - e^{-\lambda_i t_{irr}}) (e^{-\lambda_i t_d}) \times \right. \\ \left. \times (1 - e^{-\lambda_i \Delta t_c}) \right] T_i \chi_i(E_n) dE_n, \quad (3)$$

$$T_i = \left[\frac{n}{1 - e^{-\lambda_i T}} - e^{-\lambda_i T} \frac{1 - e^{-n \lambda_i T}}{(1 - e^{-\lambda_i T})^2} \right],$$

где член T_i описывает зависимость активности ЗН от числа циклов; A — активность насыщения; P_{ni} — вероятность эмиссии ЗН i -го предшественника; $C Y_i$ — кумулятивный выход i -го предшественника ЗН, взятый из файла JEFF-3.1.1; $\chi_i(E_n)$ — спектр ЗН, связанный с i -м предшественником ЗН; λ_i — постоянная распада i -го предшественника; t_{irr} — время облучения, с; t_d — время задержки, с; Δt_c — время счета нейтронов во временном окне; n — количество циклов облучения; T — период одного цикла измерений.

Из рис. 8 и 9 видно, что как общая форма, так и пиковая структура спектров ЗН суммирования в интервалах времени 2–12, 12–22, 22–32, 32–152 с и во всем диапазоне энергий находятся в хорошем согласии с соответствующими интегральными спектрами, измеренными при времени облучения 120 с. В первом временном интервале 0,12–2 с оба набора представленных спектров суммирования переоценивают низкоэнергетическую часть спектра по сравнению с экспериментальными данными, но тем не менее они показывают одинаковую структуру пиков: 10, 50, 80, 120 и 170 кэВ. Включение в файл данных ENDF/B-VII.1 спектров ЗН из ядер-предшественников $^{89-90}\text{Br}$, $^{93-97}\text{Rb}$, ^{136}Te , $^{138-139}\text{I}$, $^{143-145}\text{Cs}$ из работы Гринвуда и др. [37] сильно ухудшает согласие между спектрами суммирования, основанными на микроскопических данных из ENDF/B-VII.1 и соответствующими экспериментальными данными (см. рис. 9 и 11). Основное различие между этими данными состоит в том, что три пика при 317, 371 и 412 кэВ не воспроизводятся при использовании спектров из работы Гринвуда и др. [37]. Энергетические спектры суммирования, рассчитанные на основе восьмигрупповых данных, близки к данным, полученным на основе спектров из файла ENDF/B-VII.1, поскольку основу этих данных составляют одни и те же экспериментальные спектры ЗН из отдельных ядер-предшественников. Представленную информацию можно рассматривать как первое экспериментальное подтверждение того, что процедура, используемая для получения восьмигрупповых спектров из микроскопических данных, является достаточно надежной и что восьмигрупповые спектры корректно воспроизводят эволюцию интегральных спектров во времени.

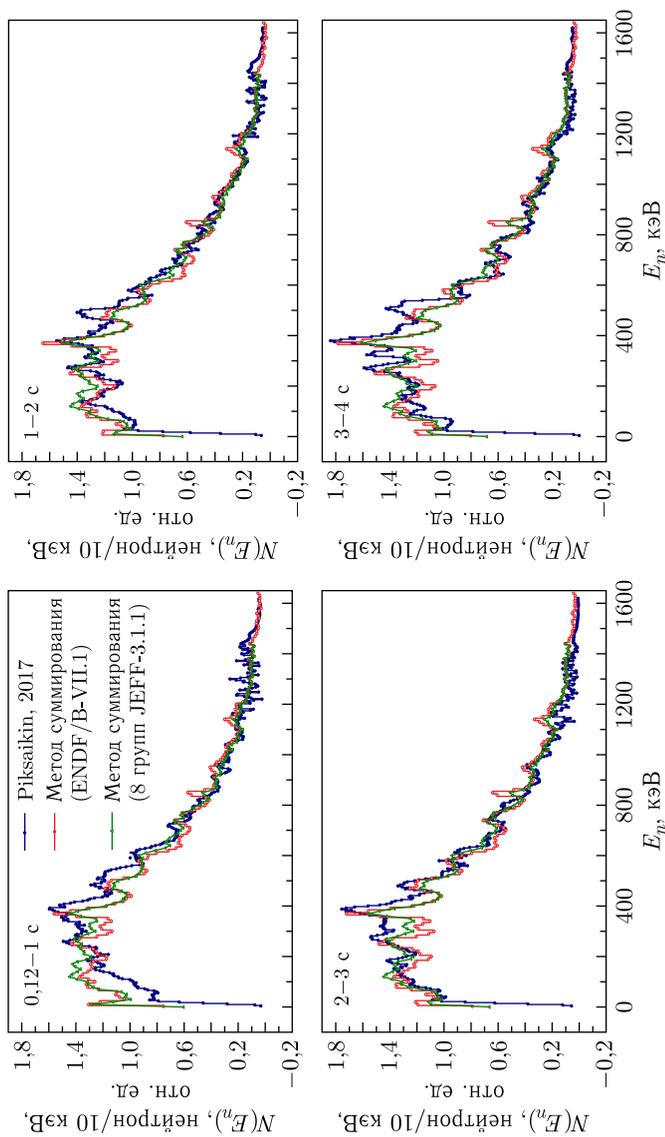


Рис. 10. Интегральные спектры ${}^3\text{H}$, измеренные в интервалах времени 0,12–1, 1–2, 2–3 и 3–4 с [13, 32], с соответствующими спектрами, рассчитанными с помощью метода суммирования на основе различных наборов микроскопических данных. Время облучения — 20 с

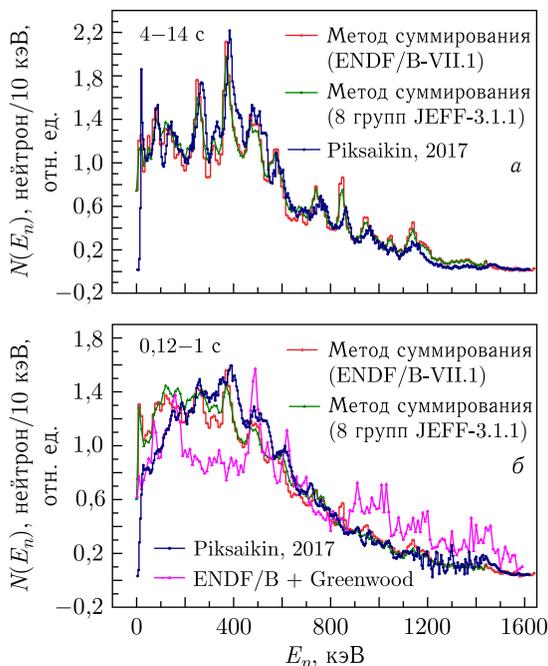


Рис. 11. а) Интегральные спектры ЗН в интервале времени 4–44 с [13, 32] с соответствующими спектрами, рассчитанными с помощью метода суммирования на основе различных наборов микроскопических данных. б) Интегральные спектры ЗН в интервале времени 0,12–1 с. Микроскопические данные Гринвуда и др. [37] добавлены в базу данных ENDF/B-VII.1. Время облучения — 20 с

В случае данных с коротким облучением ($t_{\text{irr}} = 20$ с) наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и расчетными данными в интервале времени 4–44 с, за исключением некоторого различия в интенсивности пиков при высоких энергиях: 740, 850, 950, 1050 и 1140 кэВ. В спектрах, полученных методом суммирования, эти пики переоценены. Основное различие между данными суммирования и экспериментальными данными в случае короткого облучения в других временных интервалах заключается в низкой интенсивности пиков 317 и 352 кэВ и неразрешенных пиков около 420 и 513 кэВ в спектрах суммирования (см. рис. 10).

Таким образом, согласие между данными, полученными методом суммирования, и интегральными экспериментальными спектрами, наблюдаемое в эксперименте с длинным временем облучения, можно рассматривать как обоснованность подхода Брэди и Ингланда [34] при оценке спектров ЗН для библиотеки ENDF/B-VII.1 на основании микроскопических данных. Расхождение, наблюдаемое в данных эксперимента с ко-

ротким временем облучения, указывает на необходимость продолжения исследований по улучшению микроскопических данных. Интегральные энергетические спектры, измеренные в ГНЦ РФ – ФЭИ при делении ^{235}U тепловыми нейтронами в различных временных интервалах [32], приняты в качестве эталона МАГАТЭ, предназначенного для валидации микроскопической базы данных по спектрам ЗН из индивидуальных ядер-предшественников ЗН [7].

Измеренные интегральные данные по спектрам ЗН были использованы для оценки восьмигрупповых спектров ЗН и их неопределенностей с помощью метода, основанного на алгоритмах фильтра Кальмана и его модификации, предложенной Поттером [38]. Результаты оценки восьмигрупповых спектров ЗН, подробно обсуждаемые в работах [39, 40], показаны на рис. 12, 13.

Оцененные спектры с помощью фильтра Кальмана и алгоритма Поттера практически совпадают, за исключением шестой группы, где наблюдается небольшое отличие. Полученные данные сравниваются с соответствующими данными из библиотеки JEFF, вычисленными в восьмигрупповой модели с помощью метода суммирования спектров ЗН из отдельных ядер-предшественников. Форма спектров и структура пиков, наблюдаемая в данных настоящей оценки, в целом близка к форме и структуре спектров, полученных методом суммирования в базе данных JEFF. Очень хорошее согласие с данными из библиотеки JEFF наблюдается для первых двух групп ЗН. Эти спектры относятся к наиболее долгоживущим ядрам-предшественникам ЗН — $^{87,88}\text{Br}$ и ^{137}I . Поэтому они измерены с хорошей статистической точностью и являются наиболее достоверными. Наблюдаемое согласие спектров первой и второй групп ЗН из настоящей работы (интегральные данные) и соответствующих расчетных спектров, основанных на микроскопических данных из индивидуальных предшественников, указывает на корректность настоящей методики измерения и оценки групповых спектров ЗН. В оставшихся группах ЗН основное отличие связано с различием в интенсивности пиковой структуры спектров.

Для верификации качества оценки полученные групповые спектры были использованы для расчета экспериментальных спектров ЗН, измеренных в различных временных интервалах при разных временах экспозиции образца. Проведенное сравнение показало, что полученные восьмигрупповые спектры ЗН позволяют с высокой точностью воспроизвести эволюцию эмиссии ЗН в процессе деления ^{235}U тепловыми нейтронами в широком временном диапазоне [40]. В указанных расчетах использовались данные по относительным выходам и периодам ЗН для деления ^{235}U тепловыми нейтронами, приведенными в работе [41].

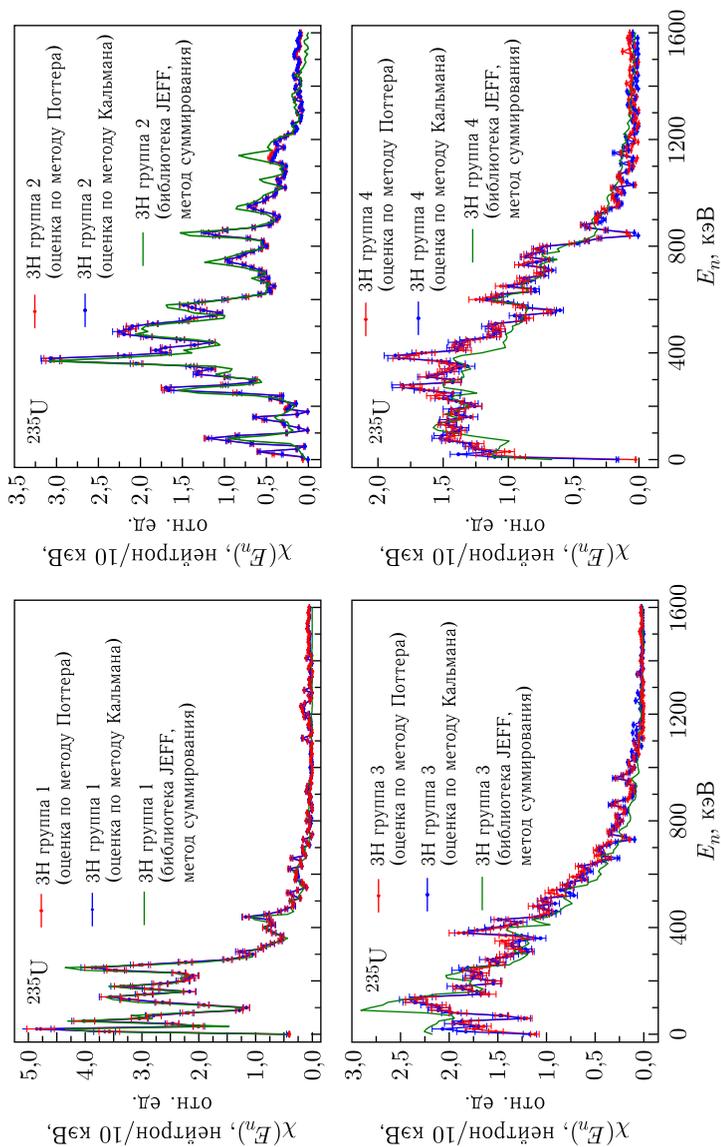


Рис. 12. Групповые энергетические спектры ЗН, измеренные при делении ^{235}U тепловыми нейтронами [32, 39, 40]. Группа 1 — $T_{1/2} = 55,6$ с, группа 2 — $T_{1/2} = 24,5$ с, группа 3 — $T_{1/2} = 16,3$ с, группа 4 — $T_{1/2} = 5,21$ с. Ширина энергетического канала — 10 кэВ. Сплошная линия — восьмигрупповые спектры из библиотеки JEFF, линия с символами — восьмигрупповые спектры, полученные в результате оценки в настоящей работе

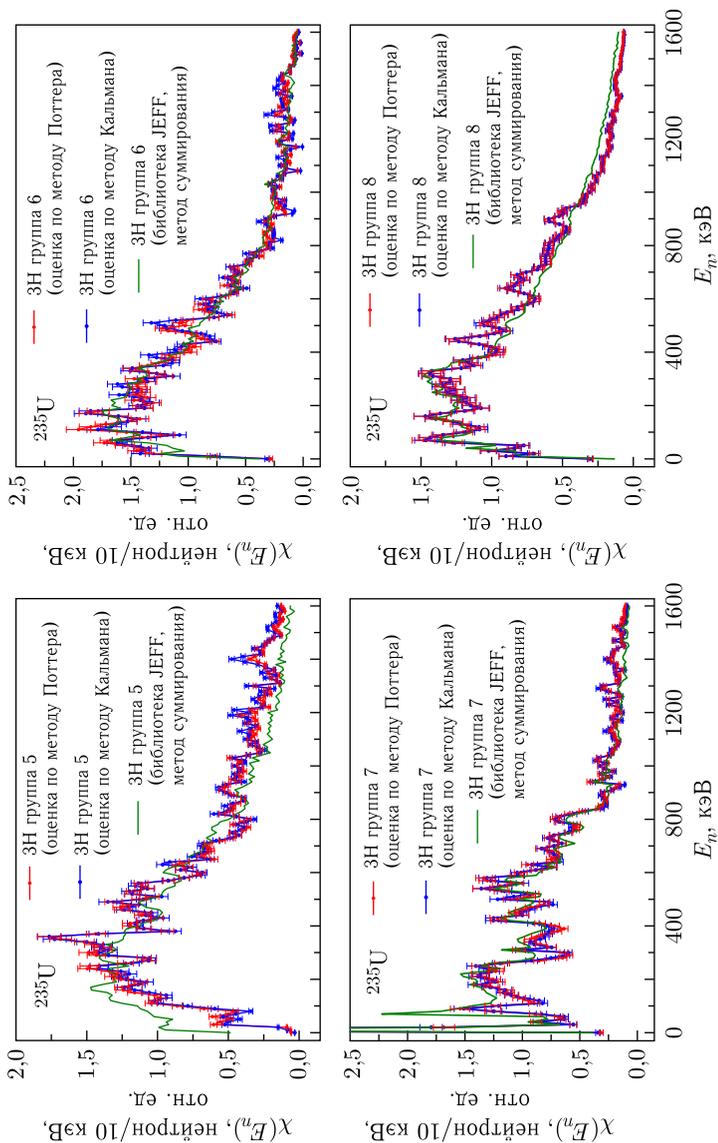


Рис. 13. Групповые энергетические спектры ЗН, измеренные при делении ^{235}U тепловыми нейтронами [32, 39, 40]. Группы 5 — $T_{1/2} = 2,37$ с, группа 6 — $T_{1/2} = 1,04$ с, группа 7 — $T_{1/2} = 0,424$ с, группа 8 — $T_{1/2} = 0,195$ с. Ширина энергетического канала — 10 кэВ. Сплошная линия — восьмигрупповые спектры из библиотеки JEFF, линия с символами — восьмигрупповые спектры, полученные в результате оценки в настоящей работе

ОЦЕНКА ВРЕМЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ: РЕКОМЕНДУЕМЫЕ НАБОРЫ ГРУППОВЫХ ПАРАМЕТРОВ В ШЕСТИ- И ВОСЬМИГРУППОВОЙ МОДЕЛЯХ

Последняя оценка временных параметров ЗН, представленная WPEC/SG6 в 2002 г. [42], включала в себя восьмигрупповое представление групповых параметров ЗН. За прошедшее время в ГНЦ РФ – ФЭИ был проведен большой цикл экспериментальных исследований по измерению групповых параметров ЗН при делении ядер урана, плутония, тория, америция и нептуния в широком диапазоне энергий нейтронов от тепловых значений до 18 МэВ. Компиляция этих данных представлена в базе данных, созданной в рамках международной координационной программы МАГАТЭ [7,33]. С учетом новых экспериментальных данных и требований, связанных с современными тенденциями развития ядерных технологий, задача переоценки групповых параметров ЗН (относительные выходы a_i , периоды полураспада T_i , ковариационные матрицы) была вполне актуальной.

В реакторной физике используются две модели временных параметров ЗН: шести- и восьмигрупповые модели. В первой из них относительные выходы a_i и периоды полураспада T_i отдельных групп ЗН получены в результате анализа кривых спада интенсивности ЗН методом наименьших квадратов (МНК) с 12 свободными параметрами (a_i, T_i) [9, 28]. В восьмигрупповой модели используется универсальный (единый) для всех нуклидов и первичных энергий нейтронов набор групповых периодов полураспада T_i . Значения T_i этого набора данных представлены в табл. 3 [42].

Мотивация развития модели из 8 групп и ее преимущества по сравнению с моделью из 6 групп подробно обсуждаются в работе [42]: значительное уменьшение взаимной корреляции групповых параметров, более простая динамическая модель для генерирования ЗН в многокомпонентной смеси делящихся нуклидов, корректная процедура оценки энергетических спектров отдельных групп ЗН. По сравнению с шестигрупповой моделью восьмигрупповая модель более точно предсказывает шкалу реактивности (под шкалой реактивности здесь подразумевается соотношение между периодом или обратным периодом и реактивностью системы). В настоящей оценке для всех рассмотренных нуклидов рекомендуемые наборы групповых параметров ЗН даны как в шести-, так и в восьмигрупповом представлении.

Таблица 3. Значения периодов полураспада, принятые в восьмигрупповой модели ЗН

Параметр	Номер группы							
	1	2	3	4	5	6	7	8
Период полураспада T_i , с	55,6	24,50	16,30	5,21	2,37	1,039	0,424	0,195

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ОТНОСИТЕЛЬНЫМ ВЫХОДАМ И ПЕРИОДАМ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Выбор кривой спада ЗН и соответствующего набора временных параметров ЗН проводился на основе критериев, сформулированных в работе [40]: время транспортировки образца из положения облучения в детектор нейтронов; время регистрации кривой спада нейтронной активности; количество групп ЗН; метод оценки параметров ЗН (графический или МНК), неопределенности параметров ЗН, согласованность оцененных параметров с систематикой среднего периода полураспада предшественников ЗН и энергетическая зависимость временных параметров ЗН, выраженная в терминах среднего периода полураспада ЗН. Детальный сравнительный анализ экспериментальных данных по спаду активности ЗН при делении тяжелых ядер тепловыми и быстрыми нейтронами рассмотрен в работе [13].

При оценке были учтены дополнительные критерии, позволяющие провести более широкий анализ сравниваемых данных: отношение кривых распада в шести- и восьмигрупповых моделях к соответствующим рекомендованным данным и качество преобразования шестигрупповых данных в восьмигрупповую модель. При проведении этого анализа предполагалось, что параметры 6 групп более точно воспроизводят экспериментальную кривую спада интенсивности ЗН по сравнению с представлением 8 групп. Однако следует иметь в виду, что это утверждение действительно для временного интервала, в котором эти данные были измерены. В подавляющем же числе экспериментов этот интервал не превышал 300–500 с [14].

Кривая спада интенсивности ЗН для каждого набора данных (a_i , T_i) моделировалась во временном диапазоне 0–724 с с использованием выражения

$$N(t) = A \sum_{i=1}^N (1 - e^{-\lambda_i t_{\text{irr}}}) a_i e^{-\lambda_i t}, \quad (4)$$

где A — активность насыщения; t_{irr} — время облучения образца (300 с); a_i , λ_i — относительный выход и постоянная распада i -й группы ЗН; N — количество групп ЗН.

Шестигрупповые наборы данных (a_i , $T_i = \ln 2/\lambda_i$) были взяты из компиляции Сприггса и Кэмпбелл [11]. Наборы восьмигрупповых были взяты из оценки Сприггса и др. [42], за исключением наборов восьмигрупповых констант из данных ГНЦ РФ–ФЭИ, полученных после 2002 г. и не включенных в оценку Сприггса и др. [42]. Процедура, используемая для выбора набора рекомендованных данных, показана на примере наборов, измеренных при делении ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми и быстрыми нейтронами. Кривые спада интенсивности ЗН $N_6(t)$, измеренные разными авторами, представлены в виде отношения к соответствующим кривым спада, рассчитанным с использованием наборов

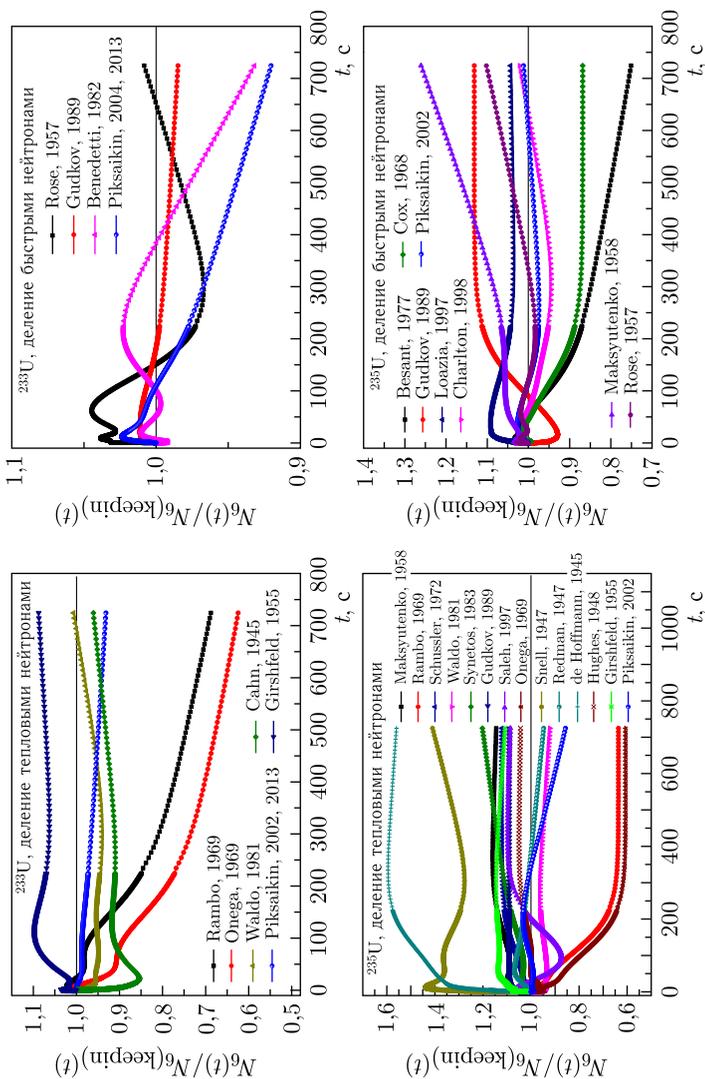


Рис. 14. Отношение кривых спада интенсивности ЗН, полученных на основании данных в шестигрупповом представлении, измеренных при делении ядер ^{233}U и ^{235}U тепловыми и быстрыми нейтронами [13], к соответствующей кривой спада ЗН, рассчитанной с использованием наборов данных (a_i, T_i) , представленных Кипиным и др. [28]. Ссылки на оригинальные работы могут быть взяты из компиляции, выполненной Спритгсом и Кэмпбелл [14], за исключением данных Пиксайки-на и др. [5, 9, 15, 16]

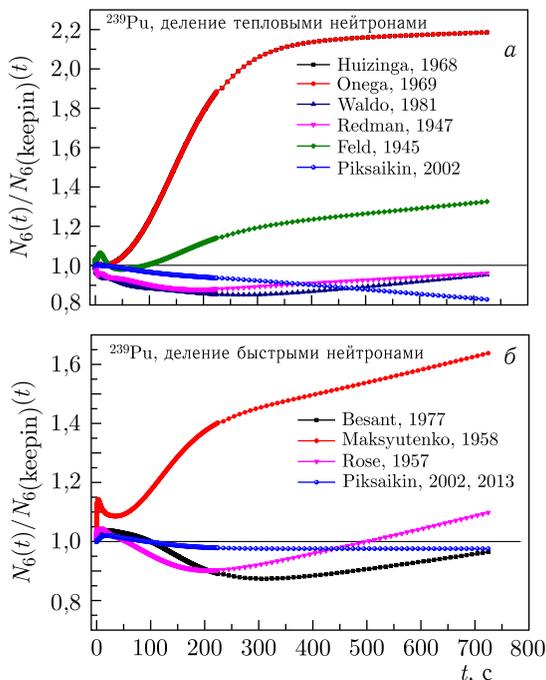


Рис. 15. Отношение кривых спада интенсивности ЗН, полученных на основании данных в шестигрупповом представлении, измеренных при делении ядер ^{239}Pu тепловыми и быстрыми нейтронами [13], к соответствующей кривой спада интенсивности ЗН, рассчитанной с использованием наборов данных (a_i, T_i) , представленных Кипиным и др. [28]. Ссылки на оригинальные работы могут быть взяты из компиляции, выполненной Спрингсом и Кэмпбелл [11], за исключением данных Пиксайкина и др. [5, 9, 15]

(a_i, T_i) по данным Кипина $N_6(\text{keepin})(t)$ [13, 28]. Полученные данные показаны на рис. 14 и 15.

В интервале $\Delta t = 0-500$ с наименьшее расхождение с данными Кипина и др. [28] показывают данные, измеренные в ГНЦ РФ – ФЭИ [5, 9, 15, 16]. Разница между этими данными не превышает 5% для всех делящихся систем, за исключением деления ^{239}Pu , вызванного тепловыми нейтронами. В конце рассматриваемого интервала ($\Delta t = 0-724$ с) эта разница для деления ^{239}Pu увеличивается и достигает 18%. Наблюдаемое различие между кривыми спада интенсивности ЗН в конце рассматриваемого интервала обусловлено, главным образом, различием значений периодов полураспада первой группы ЗН. Значения периода полураспада первой группы ЗН T_1 и среднего периода полураспада предшественников ЗН $\langle T \rangle$ при делении ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu представлены в табл. 4 как для данных ГНЦ РФ – ФЭИ, так и для данных Кипи-

Таблица 4. Средний период полураспада $\langle T \rangle$ ядер-предшественников ЗН и период полураспада первой группы ЗН T_1 при делении ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu [13]

Исследуемое ядро	Энергия нейтронов	Кипин и др. [27]		ГНЦ РФ – ФЭИ [3, 7]	
		T_1 , с	$\langle T \rangle$, с	T_1 , с	$\langle T \rangle$, с
^{233}U	Быстрые	$55,11 \pm 1,86$	$12,38 \pm 0,40$	$54,55 \pm 0,38$	$12,50 \pm 0,20$
	Тепловые	$55,00 \pm 0,54$	$12,80 \pm 0,38$	$54,64 \pm 0,19$	$12,69 \pm 0,11$
^{235}U	Быстрые	$54,51 \pm 0,94$	$8,82 \pm 0,25$	$54,90 \pm 0,15$	$8,96 \pm 0,06$
	Тепловые	$54,72 \pm 1,28$	$9,03 \pm 0,34$	$53,95 \pm 0,28$	$8,98 \pm 0,11$
^{239}Pu	Быстрые	$53,75 \pm 0,95$	$10,16 \pm 0,24$	$53,81 \pm 0,41$	$10,27 \pm 0,13$
	Тепловые	$54,28 \pm 2,34$	$10,70 \pm 1,11$	$53,19 \pm 0,46$	$10,59 \pm 0,17$

на и др. [28]. Из табл. 4 видно, что для всех делящихся систем значения T_1 в данных Кипина и др. [28] систематически меньше, чем соответствующие значения из наборов данных, измеренных в ГНЦ РФ – ФЭИ.

Одна из причин этого может быть связана с процедурой усреднения, используемой для оценки параметров ЗН на основе различных экспериментальных серий измерений, которая не учитывает корреляцию между параметрами ЗН. Вторая причина различий в значениях T_1 может быть связана с различными временными интервалами, в которых проводились измерения кривых спада интенсивности ЗН. Временные параметры ЗН в работах ГНЦ РФ – ФЭИ были оценены на основе экспериментальных данных, измеренных в расширенном интервале времени (0,12–724 с) [5, 8, 9], в то время как в эксперименте Кипина и др. [28] этот интервал составляет по оценкам Сприггса и Кэмпбел [14] 300 и 330 с. Следует, однако, отметить, что в оригинальной работе Кипина и др. [28] для этого интервала указывается значение 500 с. Кроме того, в ГНЦ РФ – ФЭИ была разработана новая процедура усреднения наборов данных (a_i, T_i) , измеренных в различных экспериментальных сериях, которая учитывает корреляцию групповых параметров [9, 43].

Как отмечалось выше, измерения кривых спада активности ЗН в работе [28] проводились в течение 500 с после окончания облучения, а в экспериментах ГНЦ РФ – ФЭИ [5, 9] этот интервал значительно шире — 724 с. Следовательно, сравнение данных в области $t > 500$ с не совсем корректно, так как данные Кипина и др. [28], а также данные других авторов в этой области (за некоторым исключением) имеют экстраполированный характер. Форма кривой спада определяется, главным образом, значением периода полураспада первой группы ЗН, которое получено по данным, измеренным в диапазоне 0–500 с. Кроме того, сравнение неопределенности параметров первой группы ЗН, полученной в работах [28] и [5, 9], показывает, что данные ГНЦ РФ – ФЭИ имеют лучшую статистическую точность и, скорее всего, лучшие фоновые условия.

Для изучения влияния ширины интервала, используемого для регистрации ЗН, на оценку значения периода полураспада первой группы

Таблица 5. Периоды полураспада ядер-предшественников ЗН, полученные в разных временных интервалах кривых спада интенсивности ЗН при делении быстрыми нейтронами ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U [13]

Исследуемое ядро	Одногрупповое приближение, период полураспада $T_{1/2}$, с			Шестигрупповое приближение, период полураспада первой группы ЗН T_1 , с	
	Временной интервал 224–724 с	Временной интервал 300–724 с	Временной интервал 400–724 с	Интервал 0–500 с [28]	Интервал 0–724 с [5, 9, 23]
^{238}U	$50,72 \pm 0,59$	$55,41 \pm 1,65$	$57,51 \pm 5,37$	$52,38 \pm 1,29$	$52,9 \pm 0,17$
^{232}Th	$53,09 \pm 0,96$	$54,17 \pm 2,58$	$54,3 \pm 10,32$	$56,03 \pm 0,095$	$55,42 \pm 0,27$
^{235}U	$51,24 \pm 0,68$	$54,02 \pm 1,09$	$55,27 \pm 3,22$	$54,51 \pm 0,94$	$54,9 \pm 0,16$

ЗН экспериментальные кривые спада интенсивности ЗН, измеренные в ГНЦ РФ – ФЭИ в отдельных сериях измерений [5, 9, 23], при делении ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th быстрыми нейтронами были проанализированы во временных интервалах 224–724, 300–724 и 400–724 с в рамках одногруппового приближения. Результаты приведены в табл. 5.

Из табл. 5 видно, что значение периода полураспада первой группы ЗН для всех нуклидов в интервале 224–724 с ниже, чем период полураспада ^{87}Br ($T_{1/2} = 55,6$ с), что можно объяснить вкладом ядра-предшественника ^{137}I ($T_{1/2} = 24,5$ с) в суммарную кривую спада. В интервале 300–724 с значения периода полураспада сравнимы с периодом полураспада ядра-предшественника ^{87}Br , что указывает на небольшой вклад активности ^{137}I . Поэтому значение периода полураспада первой группы $T_{1/2}$ достигает своего асимптотического значения. Значение $T_{1/2}$ в интервале 400–724 с имеет большую неопределенность из-за низкой статистики в конце кривой спада интенсивности ЗН. Полученные результаты показывают, что значение периода полураспада первой группы ЗН, полученное в процессе оценки с помощью МНК в рамках шестигрупповой модели, может значительно отличаться от периода полураспада ^{87}Br (см. данные для ^{238}U в табл. 5), несмотря на то, что одногрупповая обработка экспериментальной кривой в интервале 300–724 с дает значение, близкое к периоду полураспада ^{87}Br (55,6 с) — ($55,41 \pm 1,65$) с. Таким образом, значение параметров первой группы ЗН, полученных в измерениях кривых спада интенсивности ЗН, определяется не только временным интервалом, в котором проводятся измерения, но и особенностями процедуры обработки данных (МНК) и сильной взаимной корреляцией между групповыми параметрами, как это уже было отмечено Спрингсом и др. [42].

Для того чтобы устранить несоответствие в кривых спада интенсивности ЗН в диапазоне $t > 400$ с, возникающее из-за неопределенностей в параметрах первой группы ЗН, наблюдаемых в шестигрупповой модели,

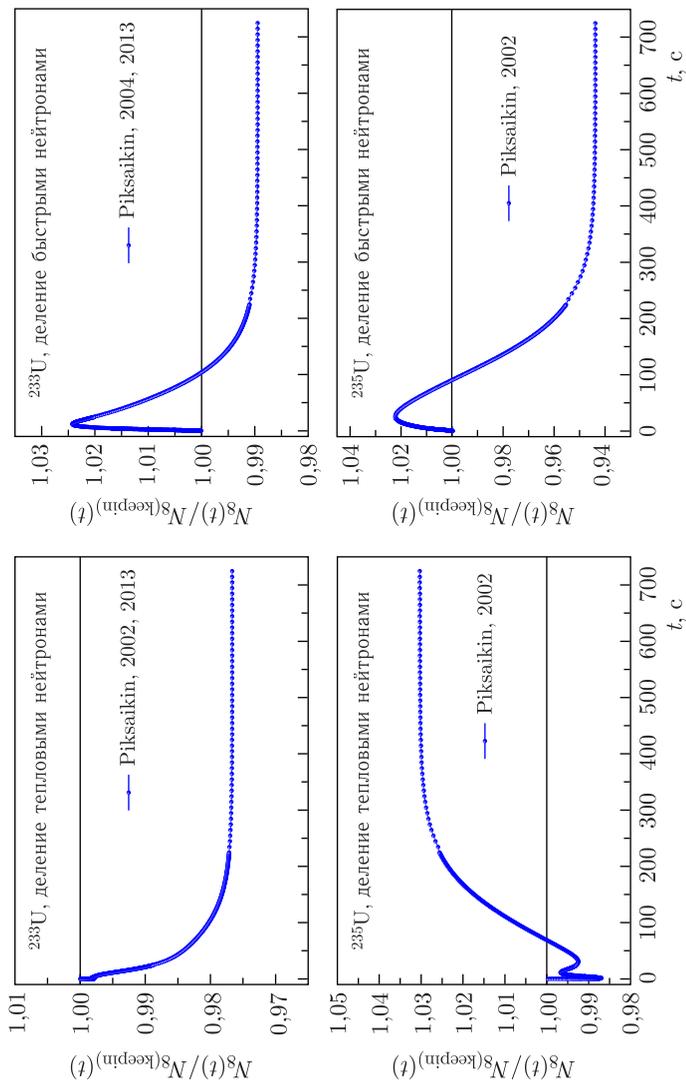


Рис. 16. Отношения кривых спада интенсивности ЗН при делении ядер ^{233}U , ^{235}U тепловыми и быстрыми нейтронами в восьмигрупповом представлении [13], полученных на основе данных ГНЦ РФ – ФЭИ [5, 9, 15, 16], к соответствующим кривым спада интенсивности ЗН, рассчитанным с использованием наборов данных (a_i, T_i) из работы Кипина и др. [28]

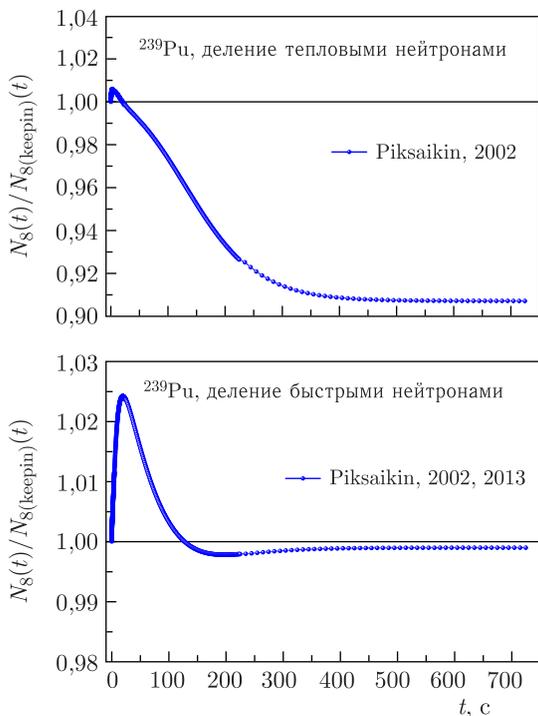


Рис. 17. Отношения кривых спада интенсивности ЗН при делении ядер ^{239}Pu тепловыми и быстрыми нейтронами в восьмигрупповом представлении [13], полученных на основе данных ГНЦ РФ – ФЭИ [5, 9, 16], к соответствующим кривым спада интенсивности ЗН, рассчитанным с использованием наборов данных (a_i, T_i) из работы Кипина и др. [28]

необходимо провести преобразование данных шестигруппового представления в восьмигрупповую модель. На рис. 16 и 17 показаны отношения кривых спада интенсивности ЗН в восьмигрупповом представлении из данных ГНЦ РФ – ФЭИ $N_8(t)$ к соответствующим данным $N_{8(\text{keepin})}(t)$ из работы Кипина и др. [28] для деления ядер ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми и быстрыми нейтронами [13].

Из рис. 16 и 17 видно, что расхождение между данными Кипина и ГНЦ РФ – ФЭИ для всех рассмотренных делящихся систем, за исключением деления ^{239}Pu , вызванного тепловыми нейтронами, значительно уменьшилось и не превышает 5% во всем интервале времени 0–724 с.

Остаточная разница в форме кривых спада интенсивности ЗН обусловлена различием в значениях относительных выходов первой группы ЗН a_1 .

Близкие значения среднего периода полураспада $\langle T \rangle$ (см. табл. 4) можно рассматривать как подтверждение хорошего согласия между значениями временных параметров ЗН, измеренных в ГНЦ РФ – ФЭИ при делении ^{233}U и ^{235}U тепловыми и быстрыми нейтронами, а также деления ^{239}Pu быстрыми нейтронами и соответствующими данными Кипина и др. [28], если они представлены в восьмигрупповой модели. Таким образом, данные, представленные на рис. 16 и 17, демонстрируют преимущество восьмигрупповой модели, так как она устраняет расхождения во временном интервале $t > 400$ с, связанные с неопределенностью при нахождении параметров первой группы ЗН в рамках шестигрупповой модели. Расхождение в случае деления ^{239}Pu тепловыми нейтронами вызвано большой разницей в относительном выходе первой группы ЗН ($a_1 = 0,038 \pm 0,003$ и $0,035 \pm 0,001$ соответственно в данных Кипина и др. [28] и данных ГНЦ РФ – ФЭИ [9]). Это расхождение может быть связано с недостаточной статистикой в эксперименте Кипина и др. [28], которая явилась одной из причин большой неопределенности среднего периода полураспада ядер-предшественников ЗН, полученного при делении ^{239}Pu тепловыми нейтронами: $\langle T \rangle = (10,70 \pm 1,11)$ с (см. табл. 4). В эксперименте ГНЦ РФ – ФЭИ значение среднего периода полураспада ядер-предшественников ЗН при делении ^{239}Pu тепловыми нейтронами составляет $(10,59 \pm 0,17)$ с [15].

КАЧЕСТВО МЕТОДА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ВРЕМЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗН ИЗ ШЕСТИГРУППОВОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В ВОСЬМИГРУППОВОЕ

Проверка методов преобразования [9, 42], использованных для перевода шестигрупповых данных в представление 8 групп, была проведена на основе отношений кривой спада интенсивности ЗН, вычисленной с помощью восьмигрупповых данных к соответствующей кривой спада, полученной на основе шестигрупповых данных. В результате этого сравнения было обнаружено, что рекомендуемый набор восьмигрупповых данных для ^{238}U [42] существенно отличался от оригинальных шестигрупповых данных [28]. Поэтому в качестве рекомендуемых данных (a_i, T_i) для ^{238}U был предложен набор, полученный на основе данных ГНЦ РФ – ФЭИ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Усилия, предпринятые в ГНЦ РФ – ФЭИ для улучшения экспериментальных методов изучения характеристик ЗН и процедур обработки измеренных данных, включая уменьшение времени транспортировки образцов, увеличение времени счета ЗН, а также новый подход к усреднению временных параметров ЗН, полученных в различных сериях измерений, и учет корреляционных особенностей этих параметров, позволили повысить точность определения групповых параметров ЗН

(a_i, T_i) . В целом эти исследования можно рассматривать как следующий шаг по улучшению базы макроскопических данных по относительным выходам ЗН и периодам полураспада их ядер-предшественников [13] (после оценки, проведенной Сприггсом и др. [42] в 2002 г. в рамках международного сотрудничества WPEC/SG6 [44]). Перечень изменений, внесенных в рекомендованные WPEC/SG6 наборы данных временных параметров ЗН [42], представлен в табл. 6.

Сами рекомендованные данные размещены в специализированной библиотеке макроскопических данных по ЗН, созданной в сотрудничестве с секцией ядерных данных МАГАТЭ в рамках проекта координационной исследовательской программы (Coordinated Research Project [31]) [7, 13]: <https://www-nds.iaea.org/beta-delayed-neutron//database.html>.

Сравнение временных параметров ЗН (a_i, T_i) , измеренных в ГНЦ РФ – ФЭИ, с соответствующими данными из других работ проведено в терминах среднего периода полураспада $\langle T \rangle$ ядер-предшественников ЗН, впервые введенного в практику в ГНЦ РФ – ФЭИ [12]. Будучи

Таблица 6. Изменения, внесенные в рекомендованные WPEC/SG6 наборы временных параметров ЗН [13], представленные в оценке Сприггса и др. [42] по состоянию на 2002 г.

Ядро-мишень	Энергия нейтронов		
	Тепловые	Быстрые	14 МэВ
^{232}Th	—	Без изменений	Новые шестигрупповые данные
^{233}U	Новые шести- и восьмигрупповые данные		Без изменений
^{235}U	Новые шести- и восьмигрупповые данные		Без изменений
^{236}U	—	Новые шести- и восьмигрупповые данные	Новые шестигрупповые данные
^{238}U	—	Новые шести- и восьмигрупповые данные	Новые шестигрупповые данные
^{237}Np	—	Новые шести- и восьмигрупповые данные	Новые шестигрупповые данные
^{239}Pu	Новые шести- и восьмигрупповые данные		Новые шестигрупповые данные
^{241}Am	—	Новые шести- и восьмигрупповые данные	Новые шестигрупповые данные

комбинацией временных параметров ЗН (a_i, T_i), полученных в процедуре оценки параметров по кривым спада интенсивности ЗН методом наименьших квадратов, эта величина, имеющая простой физический смысл, не зависит от корреляций, которые неизбежно существуют между параметрами ЗН. Кроме того, величина $\langle T \rangle$ не зависит от того, рассматривается ли N отдельных предшественников ЗН или N групп предшественников ЗН, а также от временных границ, используемых при их группировке. Это позволило впервые установить характер энергетической зависимости временных параметров ЗН при делении тяжелых ядер нейтронами [45, 46].

Интегральные энергетические спектры, измеренные в ГНЦ РФ – ФЭИ при делении ^{235}U тепловыми нейтронами в различных временных интервалах [32], приняты в качестве эталона МАГАТЭ, предназначенного для валидации микроскопической базы данных по спектрам ЗН из индивидуальных ядер-предшественников ЗН [7]. Эти данные позволили впервые провести оценку восьмигрупповых спектров ЗН при делении ^{235}U тепловыми нейтронами, включающую их неопределенности [39, 40].

Перечисленные результаты ГНЦ РФ – ФЭИ в развитии экспериментальной базы, математических методов обработки данных и измеренных на их основе характеристик ЗН послужили основой для развития новых физических методов исследования процесса деления тяжелых ядер нейтронами, основанных на регистрации ЗН: определение зарядовых распределений и кумулятивных выходов продуктов деления тяжелых ядер нейтронами [16, 47–49], оценка шансовой структуры сечений деления [50, 51], идентификация изотопного состава образцов из делящихся веществ [52, 53], валидация баз данных по выходам продуктов деления [29, 54, 55], оценка временных характеристик ЗН при взаимодействии ядер с протонами релятивистских энергий [56].

СОТРУДНИЧЕСТВО С МАГАТЭ: СОЗДАНИЕ СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОЙ БАЗЫ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ ДАННЫХ НА ОСНОВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ГНЦ РФ – ФЭИ

В рамках координационно-исследовательской программы МАГАТЭ [7, 13, 33] в сотрудничестве с секцией ядерных данных была создана специализированная справочная база макроскопических данных по запаздывающим нейтронам (<https://www-nds.iaea.org/beta-delayed-neutron//database.html>), включающая в себя следующую информацию:

1) компиляцию экспериментальных данных, опубликованных к 2016 г., по относительным выходам ЗН и периодам полураспада их ядер-предшественников в реакциях деления тяжелых ядер нейтронами в шести- и восьмигрупповом представлении;

2) компиляцию экспериментальных данных, опубликованных к 2016 г., по полным выходам ЗН при делении тяжелых ядер нейтронами, заряженными частицами и гамма-квантами;

3) эталонные кривые спада интенсивности ЗН при делении ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu тепловыми и быстрыми нейтронами, в дополнение к кривым спада интенсивности ЗН приведены временные параметры ЗН в шести- и восьмигрупповых моделях и их корреляционные матрицы, полученные с помощью методов, развитых в ГНЦ РФ – ФЭИ [9, 41, 43, 57];

4) интегральные энергетические спектры, измеренные в ГНЦ РФ – ФЭИ при делении ^{235}U тепловыми нейтронами в различных временных интервалах после облучения, принятые в качестве эталона МАГАТЭ, предназначенного для валидации микроскопической базы данных по спектрам ЗН из индивидуальных предшественников ЗН;

5) восьмигрупповые спектры ЗН для деления ^{235}U тепловыми нейтронами, включая их неопределенности, полученные на основе интегральных спектров ЗН с помощью оценки методом фильтра Кальмана;

6) обновленную версию рекомендованных данных по относительным выходам и периодам ЗН, по сравнению с предыдущей версией эти данные представлены как в шести-, так и в восьмигрупповом представлении и содержат информацию о ковариационных и корреляционных матрицах групповых параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кипин Дж. Р.* Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.
2. *Stevenson J. M.* Delayed Neutron Parameter Requirements for Reactor Physics Purposes // Proc. of Specialists' Meeting on Delayed Neutron Properties, Birmingham, England, Sept. 1986.
3. *Piksaikin V. M., Kazakov L. E., Roshchenko V. A., Isaev S. G., Korolev G. G., Goverdovski A. A., Tertychnyi R. G.* Experimental Studies of the Absolute Total Delayed Neutron Yields from Neutron Induced Fission of ^{238}U in the Energy Range 1–5 MeV // Prog. Nucl. Energy. 2002. V. 41, No. 1–4. P. 135–144.
4. *Roshchenko V. A., Piksaikin V. M., Korolev G. G., Balakshiev Yu. F.* Experimental Studies of the Absolute Total Delayed Neutron Yields from Neutron Induced Fission of ^{236}U in the Energy Range 1–5 MeV // Proc. of the XIV Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei "Neutron Spectroscopy, Nucl. Structure, Related Topics", Dubna, May 24, 2007. P. 144–153.
5. *Piksaikin V. M., Egorov A. S., Mitrofanov K. V.* The Absolute Total Delayed Neutron Yields, Relative Abundances and Half-Life of Delayed Neutron Groups from Neutron Induced Fission of ^{232}Th , ^{233}U , ^{236}U , ^{239}Pu and ^{241}Am . Report INDC(NDS)-0646. IAEA. Vienna, 2013. 36 p.
6. *Пиксайкин В. М., Исаев С. Г., Казаков Л. Е., Королев Г. Г., Кузьминов Б. Д., Проняев В. Г.* Особенности энергетической зависимости полных выходов запаздывающих нейтронов при делении ядер ^{235}U и ^{237}Np быстрыми нейтронами // ЯФ. 1999. Т. 62, № 8. С. 1358–1367.

7. The IAEA Online Reference Database for Beta-Delayed Neutron Emission. <http://www-nds.iaea.org/beta-delayed-Neutron/database.html>.
8. Пиксайкин В. М., Семенова Н. Н., Мильшин В. И., Рощенко В. А., Королев Г. Г. Метод и установка для исследования энергетической зависимости характеристик запаздывающих нейтронов при делении ядер нейтронами из реакций $T(p, n)$, $D(d, n)$, $T(d, n)$ // ПТЭ. 2006. № 6. С. 29–42; *Piksaikin V. M., Semenova N. N., Mil'shin V. I., Roshchenko V. A., Korolev G. G.* A Method and Setup for Studying the Energy Dependence of Delayed Neutron Characteristics in Nuclear Fission Induced by Neutrons from $T(p, n)$, $D(d, n)$ and $T(d, n)$ Reactions // *Instrum. Exp. Techn.* 2006. V. 49, No. 6. P. 765–777.
9. *Piksaikin V. M., Kazakov L. E., Isaev S. G., Tarasko M. Z., Roshchenko V. A., Tertytchnyi R. G., Spriggs G. D., Campbell J. M.* Energy Dependence of Relative Abundances and Periods of Delayed Neutrons from Neutron-Induced Fission of ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu in 6- and 8-Group Model Representation // *Prog. Nucl. Energy.* 2002. V. 41, No. 1–4. P. 203–222.
10. Рощенко В. А., Пиксайкин В. М., Казаков Л. Е., Королев Г. Г. Относительный выход запаздывающих нейтронов и период полураспада их ядер-предшественников при делении ^{239}Pu нейтронами в диапазоне энергии 14,2–17,9 МэВ // АЭ. 2006. Т. 101, № 6. С. 441–444.
11. Пиксайкин В. М., Рощенко В. А., Королев Г. Г. Метод определения интенсивности сопутствующего источника нейтронов $D(d, n)^3\text{He}$ в исследованиях характеристик запаздывающих нейтронов при делении ядер нейтронами из реакции $T(d, n)^4\text{He}$ // ПТЭ. 2006. № 6. С. 43–49; *Piksaikin V. M., Roshchenko V. A., Korolev G. G.* A Method for Determining the Intensity of Concomitant Neutron Source $D(d, n)^3\text{He}$ when Studying the Characteristics of Delayed Neutrons from Nuclear Fission Induced by Neutrons from Reaction $T(d, n)^4\text{He}$ // *Instrum. Exp. Techn.* 2006. V. 49, No. 6. P. 778–784.
12. *Piksaikin V. M., Isaev S. G., Goverdovski A. A.* Characteristics of Delayed Neutrons: Systematics and Correlation Properties // *Prog. Nucl. Energy.* 2002. V. 41, No. 1–4. P. 361–384.
13. *Dimitriou P., Dillmann I., Singh B., Pixsaikin V. et al.* Development of a Reference Database for Beta-Delayed Neutron Emission // *Nucl. Data Sheet.* 2021. V. 173. P. 144–238.
14. *Spriggs G. D., Campbell J. M.* Summary of Measured Delayed Neutron Parameters // *Prog. Nucl. Energy.* 2002. V. 41, No. 1–4. P. 145–201.
15. Пиксайкин В. М., Казаков Л. Е., Королев Г. Г. Относительные выходы и периоды отдельных групп запаздывающих нейтронов при делении ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu эпитепловыми нейтронами // АЭ. 2002. Т. 92, № 2. С. 135–143.
16. *Piksaikin V. M., Roshchenko V. A., Isaev S. G., Kazakov L. E., Korolev G. G., Balakshev Yu. F., Goverdovski A. A.* Cumulative Yields and Average Half-Life of Delayed Neutron Precursors from Neutron Induced Fission of U-233 // *Proc. of the XII Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei "Neutron Spectroscopy, Nucl. Structure, Related Topics"*, Dubna, May 24–28, 2004. P. 342–353.
17. Пиксайкин В. М., Рощенко В. А., Королев Г. Г. Относительный выход запаздывающих нейтронов и период полураспада их ядер-предшественников при

- деления ^{238}U нейтронами в диапазоне энергии 14,2–17,9 МэВ // АЭ. 2007. Т. 102, № 2. С. 124–131.
18. *Isaev S. G., Piksaikin V. M., Kazakov L. E., Tarasko M. Z.* Energy Dependence of Average Half-Life of Delayed Neutron Precursors in Fast Neutron Induced Fission of U-235 and U-236 // Proc. of the XIV Intern. Workshop on Nuclear Fission Physics, Obninsk, Russia, Oct. 12–15, 1998. P. 257–264.
 19. *Пиксайкин В. М., Казаков Л. Е., Королев Г. Г.* Энергетическая зависимость относительных выходов и периодов запаздывающих нейтронов при делении Pu-239 нейтронами в диапазоне энергии 0,37–4,97 МэВ // АЭ. 2002. Т. 92, № 2. С. 233–239.
 20. *Piksaikin V. M., Egorov A. S., Mitrofanov K. V., Goverdovski A. A.* Relative Abundances and Half-Lives of Their Precursors for Fission of ^{241}Am Nucleus by Neutrons in the Energy Range from 1 to 5 MeV // Proc. of the XIX Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei “Neutron Spectroscopy, Nucl. Structure, Related Topics”, Dubna, May 25–28, 2011. P. 62–68.
 21. *Gremyachkin D. E., Piksaikin V. M., Mitrofanov K. V., Egorov A. S.* Measurements of Temporal Characteristics of Delayed Neutrons from Neutron Induced Fission of the ^{237}Np in Energy Range from 14.2 to 18 MeV // ND 2016 Intern. Conf. on Nucl. Data for Science and Technology-2016. Eur. Phys. J. Web Conf. 2017. V. 146. 04059.
 22. *Gremyachkin D. E., Piksaikin V. M., Egorov A. S., Mitrofanov K. V.* Measurements of the Temporal Characteristics of Delayed Neutrons from Neutron Induced Fission of ^{241}Am in the Energy Range from 14.2 to 18 MeV // Proc. of the XXV Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei “Neutron Spectroscopy, Nucl. Structure, Related Topics”, Dubna, May 22–26, 2018. P. 363–369.
 23. *Roshchenko V. A., Piksaikin V. M., Korolev G. G., Egorov A. S.* Temporary Characteristics of Delayed Neutrons and Partial Cross Sections of Emissive Fission in Fission of ^{232}Th by Neutrons in the Energy Range from 3.2–17.9 MeV // Phys. At. Nucl. 2010. V. 73, No. 6. P. 913–921.
 24. *Tuttle R. J.* Review of Delayed Neutron Yields in Nuclear Fission // Proc. of Consultants’ Meeting on Delayed Neutron Properties, Vienna, March 26–30, 1979. P. 29–67.
 25. *Piksaikin V. M., Egorov A. S., Mitrofanov K. V., Goverdovski A. A.* Total Delayed Neutron Yields for Neutron Induced Fission of ^{232}Th in Energy Range 3.2–4.9 MeV // At. Energy. 2012. V. 112, No. 6. P. 428–434.
 26. *D’Angelo A.* Overview of the Delayed Neutron Data Activities and Results Monitored by the NEA/WPEC Subgroup 6 // Prog. Nucl. Energy. 2002. V. 41, No. 1–4. P. 5–28.
 27. *Krick M. S., Evans A. E.* The Measurement of Total Delayed-Neutron Yields as a Function of the Energy of the Neutron Inducing Fission // Nucl. Sci. Eng. 1972. V. 47. P. 3–11.
 28. *Keepin G. R., Wimett T. F., Zeigler R. K.* Delayed Neutrons from Fissionable Isotopes of Uranium, Plutonium and Thorium // J. Nucl. Energy. 1957. V. 6. P. 1–21.
 29. *Gremyachkin D. E., Piksaikin V. M., Mitrofanov K. V., Egorov A. S.* Verification of the Evaluated Fission Product Yields Data from the Neutron Induced Fission

- of ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu Based on the Delayed Neutron Characteristics // Prog. Nucl. Energy. 2015. V. 83. P. 13–25.
30. *D'Angelo A., Rowlands J.L.* Review of Delayed Neutron Data for Calculating Effective Delayed Neutron Fractions // PHYSOR 2002, Seoul, Oct. 7–10, 2002.
 31. *Das S.* Importance of Delayed Neutrons in Nuclear Research — a Review // Prog. Nucl. Energy. 1994. V. 28, No. 3. P. 209–264.
 32. *Piksaikin V.M., Egorov A.S., Goverdovski A.A., Gremyachkin D.E., Mitrofanov K.V.* High Resolution Measurements of Time-Dependent Integral Delayed Neutron Spectra from Thermal Neutron Induced Fission of ^{235}U // Ann. Nucl. Energy. 2017. V. 102. P. 408–421.
 33. *Dillmann I., Dimitriou P., Singh B.* Development of Reference Database for Beta-Delayed Neutron Emission. Rep. INDC(NDS)-0643/G. IAEA. Vienna, 2014.
 34. *Brady M., England T.* Delayed Neutron Data and Group Parameters for 43 Fissioning Systems // Nucl. Sci. Eng. 1989. V. 103. P. 129.
 35. *Kratz K.-L.* Review of Delayed Neutron Energy Spectra // Proc. of Consultants Meeting on Delayed Neutron Properties, IAEA, Vienna, March 26–30, 1979. Rep. INDC NDS-107/G. P. 103–182.
 36. *Rudstam G., Shalev S.* Energy Spectra of Delayed Neutrons from Separated Fission Products // Nucl. Phys. A. 1974. V. 235. P. 397;
Rudstam G., Lund E. Energy Spectra of Delayed Neutrons from the Precursors ^{79}Zn , ^{80}Ga , ^{80}Ga , ^{81}Ga , ^{94}Rb , ^{95}Rb , ^{129}In , and ^{130}In // Nucl. Sci. Eng. 1977. V. 64. P. 749.
 37. *Greenwood R.C., Watts K.D.* Delayed Neutron Energy Spectra of ^{87}Br , ^{88}Br , ^{89}Br , ^{90}Br , ^{137}I , ^{138}I , ^{139}I , and ^{136}Te // Nucl. Sci. Eng. 1997. V. 126. P. 324;
Greenwood R.C., Caffrey A.J. Delayed Neutron Spectra of $^{93-97}\text{Rb}$ and $^{143-145}\text{Cs}$ // Nucl. Sci. Eng. 1985. V. 91. P. 305.
 38. *Bierman G.* Factorization Methods for Discrete Sequential Estimation. New York: Dover Publ., Inc. Mineola, 2006.
 39. *Егоров А. С., Пиксайкин В. М., Гремячкин Д. Е., Митрофанов К. В., Митрофанов В. Ф.* Фильтр Кальмана в задаче оценки 8-групповых спектров запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U тепловыми нейтронами // Вopr. атом. науки и техники. Сер. «Ядерно-реактор. константы». 2021. Вып. 3. С. 11–33.
 40. *Egorov A.S., Pixsaikin V.M., Gremyachkin D.E., Mitrofanov K.V., Mitrofanov V.F.* 8-Group Model Energy Spectra of Delayed Neutrons from Thermal Fission of ^{235}U . Rep. INDC(NDS)-0849. IAEA. Vienna, 2022. 46 p.
 41. *Piksaikin V.M., Egorov A.S., Gremyachkin D.E., Mitrofanov K.V.* New Aggregate Data in the IAEA Reference Database for Beta-Delayed Neutron Emission. Rep. INDC(NDS)-0784. IAEA. Vienna, 2019. 14 p.
 42. *Spriggs G.D., Campbell J.M., Pixsaikin V.M.* An 8-Group Delayed Neutron Model Based on a Consistent Set of Half-Lives // Prog. Nucl. Energy. 2002. V. 41, No. 1–4. P. 223–251.
 43. *Piksaikin V.M., Egorov A.S., Gremyachkin D.E., Mitrofanov K.V., Mitrofanov V.F.* Generation of Correlation and Covariance Matrices for the Recommended Temporal DN Parameters in 6- and 8-Group Models // Eur. Phys. J.: Nucl. Sci. Technol. 2020. V. 6. 54. P. 1–20; <https://doi.org/10.1051/epjn/2020013>.

44. *D'Angelo A., Rowlands J.L.* Conclusions Concerning the Delayed Neutron Data for the Major Actinides // *Prog. Nucl. Energy.* 2002. V. 41, No. 1–4. P. 391–412.
45. *Piksaikin V.M., Kazakov L.E., Isaev S.G., Roshchenko V.A.* Experimental Studies of the Average Half-Lives of Delayed Neutron Precursors from Fast Neutron Induced Fission of Uranium Isotopes // *Proc. of the VIII Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei “Neutron Spectroscopy, Nucl. Structure, Related Topics”*, Dubna, May 17–20, 2000. P. 322–327.
46. *Piksaikin V.M., Balakshev Yu.F., Isaev S.G., Kazakov L.E., Korolev G.G., Mil'shin V.I.* Measurement of the Energy Dependence of the Parameters of Delayed Neutrons Accompanying Fission of Np-237 by Fast Neutrons // *At. Energy.* 1998. V. 85, No. 1. P. 479–486.
47. *Isaev S.G., Pixsaikin V.M., Kazakov L.E., Roshchenko V.A.* Delayed Neutrons as Probe of Nuclear Charge Distribution in Fission of Heavy Nuclei by Neutrons // *Prog. Nucl. Energy.* 2002. V. 41, No. 1–4. P. 117–124.
48. *Roshchenko V.A., Pixsaikin V.M., Isaev S.G., Goverdovski A.A.* Nuclear Charge Distribution in Neutron Induced Fission of Z-Even Nuclei // *Proc. of the XII Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei “Neutron Spectroscopy, Nucl. Structure, Related Topics”*, Dubna, May 24–28, 2004. P. 354–370.
49. *Roshchenko V.A., Pixsaikin V.M., Isaev S.G., Goverdovski A.A.* Energy Dependence of Nuclear Charge Distribution in Neutron Induced Fission of Z-Even Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 74. 014607; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.74.014607>.
50. *Gremyachkin D.E., Pixsaikin V.M., Egorov A.S., Mitrofanov V.F., Mitrofanov K.V.* Investigation of the Chance Structure of the Fission Cross Section of ^{238}U by Neutrons in Energy Range from 14 to 18 MeV Using the Delayed Neutrons // *Prog. Nucl. Energy.* 2020. V. 118. 103068.
51. *Roshchenko V.A., Pixsaikin V.M., Korolev G.G., Egorov A.S.* Time Features of Delayed Neutrons and Partial Emissive-Fission Cross Sections for the Neutron-Induced Fission of ^{232}Th Nuclei in the Energy Range 3.2–17.9 MeV // *Phys. At. Nucl.* 2010. V. 73, No. 6. P. 913–921;
Рощенко В.А., Пиксайкин В.М., Королев Г.Г., Егоров А.С. // *ЯФ.* 2010. Т. 73, № 6. С. 947–955.
52. *Piksaikin V.M., Goverdovski A.A., Pshakin G.M., Isaev S.G.* Method and Setup for Measurements of Trace Level Content of Heavy Fissionable Elements Based on Delayed Neutron Counting // *J. Nucl. Materials Management.* 2000. V. 28, No. 3. P. 40–46.
53. *Piksaikin V.M., Pshakin G.M., Roshchenko V.A.* Review of Methods and Instruments for Determining Undeclared Nuclear Materials and Activities // *Science Global Security.* 2006. V. 14. P. 49–72;
doi: 10.1080/08929880600620591.
54. *Isaev S.G., Pixsaikin V.M., Kazakov L.E., Goverdovski A.A.* Systematics of the Delayed Neutron Characteristics and Validation of the Delayed Neutron Database Obtained in the Macroscopic Approach // *Proc. of the VIII Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei “Neutron Spectroscopy, Nucl. Structure, Related Topics”*, Dubna, May 17–20, 2000. P. 306–321.
55. *Gremyachkin D.E., Egorov A.S., Mitrofanov K.V., Mitrofanov V.F., Pixsaikin V.M.* Verification of the Energy Dependence of the GEF Fission Product

- Yields Using Delayed Neutron Temporary Data. Rep. INDC(NDS)-0882. IAEA. Vienna, 2023. 17 p.
56. *Egorov A. S., Piksaikin V. M., Goverdovski A. A., Gremyachkin D. E., Mitrofanov K. V., Mitrofanov V. F., Samylin B. F., Vaishnene L. A., Moroz F. V., Vorobyev A. S., Shcherbakov O. A.* Measurement of the Delayed Neutron Characteristics in the Interaction of Relativistic Protons with ^{238}U Nuclei // Prog. Nucl. Energy. 2017. V. 97. P. 106–114.
57. *Пиксайкин В. М., Егоров А. С., Гремячкин Д. Е., Митрофанов К. В.* Временная зависимость активности запаздывающих нейтронов и групповые параметры в 6- и 8-групповом представлении при делении ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu тепловыми и быстрыми нейтронами // Вопр. атом. науки и техники. Сер. «Ядерно-реактор. константы». 2019. Вып. 1. С. 184–213.