

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 539.173.84

РЕГИСТРАЦИЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ОТ ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{238}U ПРИ $E_{\gamma \text{ МАКС}} \cong 10$ МэВ В ИНТЕРВАЛЕ (1–5) мс ПОСЛЕ ИМПУЛЬСОВ ПУЧКА УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2021 г. Л. З. Джилавян^a, *, А. М. Лапик^a, Л. Н. Латышева^a, В. Г. Недорезов^a,
В. Н. Пономарев^a, А. В. Русаков^a, Н. М. Соболевский^a, Г. В. Солодухов^a

^aФедеральное государственное бюджетное учреждение науки, Институт
ядерных исследований Российской академии наук, Москва, 117312 Россия

*E-mail: dzhil@inr.ru

Поступила в редакцию 12.09.2020 г.

После доработки 24.10.2020 г.

Принята к публикации 26.10.2020 г.

Описана экспериментальная проверка корректности регистрации запаздывающих нейтронов от фотоделения ^{238}U при максимальной энергии тормозных γ -квантов ≈ 10 МэВ на импульсном линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5 в интервале (1–5) мс после каждого импульса пучка ускорителя во время $\gtrsim 7$ мин от начала облучения. Измерения проводились с помощью сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтронов на основе монокристалла стибьена с дискриминацией γ -квантов и нейтронов по форме сцинтилляционных импульсов. Измерена временная зависимость скорости счета запаздывающих нейтронов от фотоделения ^{238}U при частоте повторения 300 с^{-1} в интервале времени после импульса пучка (1.25–3.30) мс.

Ключевые слова: импульсные линейные резонансные ускорители электронов, фотоделение атомных ядер-актинилов, запаздывающие нейтроны, сцинтилляционные спектрометры быстрых нейтронов с дискриминацией сцинтилляций по форме импульса

DOI: 10.56304/S2079562920060172

ВВЕДЕНИЕ

При делении ядер-актинилов образуются ядра-осколки, обогащенные нейтронами, особенно среди легких ядер-осколков в асимметричном делении при низких энергиях возбуждения делящихся ядер. В малой части β^- -распадов таких ядер-осколков (со своими периодами полураспада $T_{1/2}$) заселяются высоковозбужденные состояния дочерних ядер, для которых в ряде случаев возможно девозбуждение путем эмиссии быстрых нейтронов, запаздывающих по отношению к моменту деления в согласии с $T_{1/2}$. Исследования ядер-предшественников, находящихся вблизи границ стабильности к испусканию нейтронов – важная часть ядерной спектроскопии (см., например, [1]).

Обычно для удобства описания образованных в реакциях деления ядер-актинилов запаздывающих быстрых нейтронов от распадов ядер-осколков (ЗН), вводят от 6 до 8 групп ядер-предшественников ЗН по своим значениям $T_{1/2}$ для каждой группы (см., например, [2, 3]). При этом до последнего времени использовались значения $T_{1/2} \gtrsim 0.2$ с. Но согласно, например, [3] для описания реактивно-

сти и периодов разгона критических систем важны аккуратные измерения ЗН и при временах после акта деления $\sim$ мс.

В наших работах [4, 5] (и настоящей) изучались ЗН от фотоделения ^{238}U на импульсном резонансном линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН [6] во время $\gtrsim 7$ мин от начала облучения при кинетических энергиях падающих электронов $E_e \cong 10$ МэВ. В этих исследованиях ЗН в интервалах между импульсами пучка ускорителя регистрировались сцинтилляционным спектрометром быстрых нейтронов с дискриминацией γ -квантов и нейтронов по форме сцинтилляций (далее просто спектрометром нейтронов) [4, 5, 7–9], расположенным в зале ЛУЭ и построенным на основе монокристалла стибьена, просматриваемого фотоэлектронным умножителем (ФЭУ).

В работе [5] получен небольшой спадающий с ростом времени t после каждого импульса пучка “добавок” к скорости счета нейтронов при $t \approx (4.5–6.0)$ мс, который мог бы быть связан с ЗН с $T_{1/2} \sim 1$ мс. Для надежного выделения вкладов ЗН с $T_{1/2} \sim 1$ мс желательно в измерениях при-

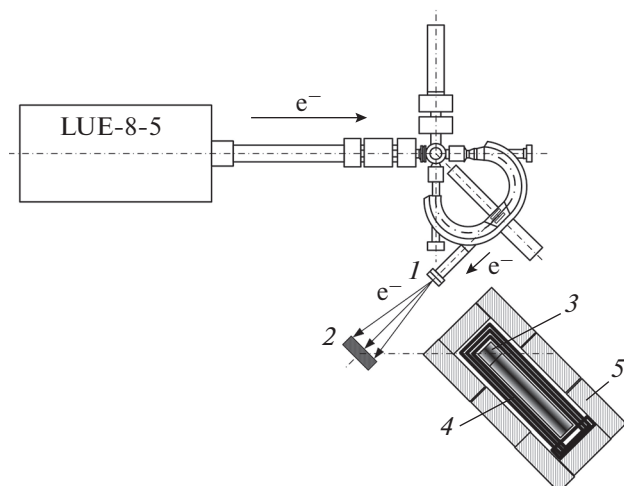


Рис. 1. Схема расположения оборудования на ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН: 1 – выходная Ti-фольга (толщиной 50 мкм); 2 – образец-мишень (^{ест}U или ^{ест}Pb); 3 – детектор (стильбен ($50 \times \varnothing 50$ мм)) или пластиковый сцинтиллятор ($50 \times 40 \times 30$ мм)) + ФЭУ; 4 – защита (Pb, три слоя, каждый толщиной 4 мм); 5 – защита (Pb толщиной 50 мм).

близиться к меньшим значениям t . Важно, что, хотя на ЛУЭ-8-5 длительность импульсов пучка электронов $\sim$ мкс вполне адекватна задаче, но большой фон γ -квантов и нейтронов от импульса пучка и наводки от импульсов модуляторов на ЛУЭ могут вносить существенные искажения в работу спектрометра нейтронов (см. об этом, в частности, в [10]). Поэтому результат из [5] о наличии ядер-предшественников с $T_{1/2} \sim 1$ мс надо рассматривать, как нуждающийся в тщательных проверках, что отмечалось и в самой работе [5]. Задача настоящей работы – проведение таких проверок с возможностью перехода к измерениям при $t \approx (1-5)$ мс.

1. ЧЕРТЫ МЕТОДИКИ В СМЫСЛЕ УГРОЗ КОРРЕКТНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ОТ ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{238}U ПРИ $T_{1/2} \sim 1$ МС

Описание экспериментальной методики приводилось ранее в [4, 5]. Здесь же рассмотрим подробнее черты этой методики в смысле угроз корректности регистрации ЗН от β^- -распадов с $T_{1/2} \sim 1$ мс для осколков фотоделения ^{238}U – предшественников ЗН.

Схема расположения оборудования на ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН приведена на рис. 1. Это оборудование состоит из двух основных функциональных частей: 1) ЛУЭ + система транспортировки пучка электронов к облучаемой мишени + сама облучаемая мишень; 2) спектрометр нейтронов (сцин-

тиллятор + ФЭУ + пассивная Pb-защита + обеспечивающие работу спектрометра электронные схемы, включая использующие дискриминацию γ -квантов и нейтронов по форме сцинтилляционных импульсов).

Используемый линейный ускоритель электронов ЛУЭ-8-5 [6, 11, 12] является ускорителем волноводного типа. Его ускоряющая СВЧ-система [12] состоит из одной секции медного открытого для ускоряемого пучка электронов цилиндрического волновода, “нагруженного” круглыми медными диафрагмами (с радиусами центральных отверстий a) и погруженного в соленоид, создающий в секции магнитное поле вдоль ее продольной оси z . В волноводе из 112 ячеек возбуждается продольная бегущая СВЧ-волна типа E_{01} на частоте $f \cong \cong 3200.9$ МГц, причем период структуры соответствует колебаниям вида $\pi/2$ (при этом $\lambda = (c/f) \cong \cong 9.4$ см, где c – скорость света в вакууме). В начальной (по пучку) части ускоряющей секции из 42 ячеек осуществляется группировка электронов по фазам бегущей СВЧ-волны. При этом фазовая скорость этой волны β (в единицах c) растет по ходу пучка от $\beta \cong 0.5$ до $\beta \cong 0.99$. В последующей основной части секции из 70 ячеек $\beta \cong 1$, и в этой части секции при отсутствии пучка амплитуда на оси z электрической составляющей ускоряющей СВЧ-волны $E_0(z) \approx \text{const}$. В основной части ускоряющей секции приняты добавочные меры для ослабления укорочения импульсов тока пучка (введены разрезы диафрагм и ступенчатые изменения a).

СВЧ-питание ускоряющей секции осуществляется от магнетронного СВЧ-генератора МИ-262, имеющего свой высоковольтный модулятор. Источник электронов на входе в ускоряющую секцию – диодная пушка ЭП-24, также имеющая свой модулятор. Импульсный пучок электронов из этой пушки проходит участок фокусирующей катушки и через коллиматор поступает в вышеуказанную ускоряющую секцию.

В наших исследованиях ЗН вышедший из ЛУЭ-8-5 пучок электронов проходил (см. рис. 1) часть прямолинейного участка электропровода (содержащий: тороидальный магнитно-индукционный датчик пучка; коллиматоры; корректирующие катушки; квадрупольные магнитные линзы), поворачивался первым (по пучку) дипольным магнитом на 135° и выпускался через Ti-фольгу на облучаемую мишень (естественного изотопного состава металлические ^{ест}U или в части контрольных экспериментов ^{ест}Pb).

В номинальном режиме, предназначенном, прежде всего, для прикладных задач, ЛУЭ-8-5

ИЯИ РАН [6] обеспечивает энергию ускоренных электронов $E_e \cong 8.0$ МэВ при: относительной ширине энергетического спектра $\delta E_e \cong 10\%$ (FWHM); частоте повторения импульсов пучка до $\nu = 300 \text{ с}^{-1}$; их длительности $\tau \sim 3$ мкс; токе электронов импульсном $I \approx 0.5$ А и среднем до $I_{\text{ср}} \approx 300$ мкА. Для оптимизации этих параметров для конкретных работ в ускорителе и системе транспортировки его пучка предусмотрены регулирования указанных параметров в широких пределах. Так, регулирование E_e возможно в пределах (4–10) МэВ при значительных возможностях регулирования I , ν и $I_{\text{ср}}$ в сторону уменьшения их значений по отношению к указанным номинальным.

Другой важной частью оборудования, использованного в [4, 5] для исследований ЗН, является выбранный для их регистрации спектрометр нейтронов [4, 5, 7–9] на основе монокристалла стиблена (с заменой последнего на пластиковый сцинтиллятор в некоторых контрольных измерениях), просматриваемого ФЭУ (с электронными схемами, обеспечивающими работу спектрометра с дискриминацией γ -квантов и нейтронов по форме сцинтилляционных импульсов от них, см. подробнее о работе этих схем в [4, 5]). Спектрометр нейтронов располагается в закрытом “доме” Рb-защиты (см. рис. 1).

В задаче процессы, вызванные электронами из каждого импульса пучка, можно разделить на две группы по времени t после каждого импульса пучка ускорителя. В первую группу входят “мгновенные” процессы (идущие при $t \lesssim 10^{2-3}$ мкс). Во второй группе — “запаздывающие” процессы, происходящие и после этих временных границ.

В первую группу входят “мгновенные” процессы с электронами из их импульсного пучка как в самом ускорителе, так и при их транспортировке на мишень, и в самой мишени. При взаимодействии с атомами вещества ускорителя, электропровода и мишени электроны претерпевают рассеяние, а также потери энергии на ионизацию и образование тормозных γ -квантов. Вместе с тем при энергиях выше соответствующих порогов могут происходить ядерные реакции, из которых в задаче основной вклад вносят (γ, n) - и (γ, f) -реакции. Важно, что и γ -кванты, и нейтроны обладают большой проникающей способностью. Кроме того, в первую группу входят сравнительно быстрые переходные процессы в спектрометре нейтронов (и из-за влияния пучка ЛУЭ, и из-за наводок от высоковольтных довольно мощных модуляторов пушки и магнетрона).

В табл. 1 приведены сведения об элементном η (в весовых долях) и изотопном $\eta_{\text{из}}$ составах частей

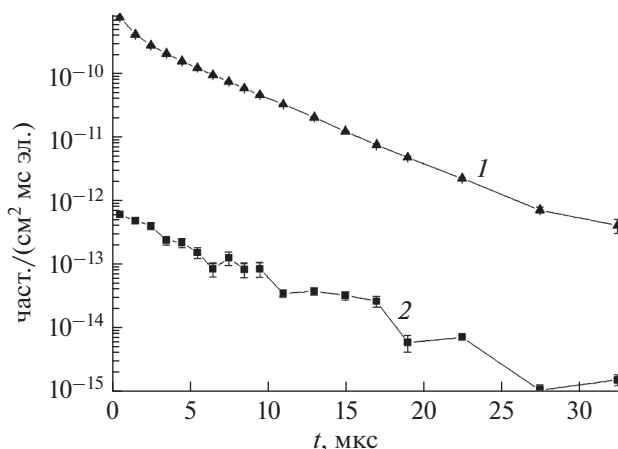


Рис. 2. Пример из [15] временных зависимостей образованных под действием импульса пучка электронов в зале облучения: 1 — плотности потока нейтронов от (γ, n) -реакций; 2 — плотности потока γ -квантов, вызванных этими образованными и затем летающими по залу нейтронами.

ЛУЭ, системы транспортировки пучка и иного оборудования, размещенного в зале облучений, а также о порогах существенных (γ, n) -реакций $E_{(\gamma, n)\text{-порог}}$ и периодах полураспада образуемых радиоизотопов $T_{1/2}$ [1]. Сечения многих (γ, n) -реакций в табл. 1 можно найти в [13, 14]. В табл. 2 приведен типичный состав бетона границ зала облучений (стен, пола, потолка) η в процентах по числу атомов, см. [15].

Во вторую группу “запаздывающих” процессов входят β -распады радиоизотопов (с достаточно большими $T_{1/2}$), образованных в импульсе пучка электронов в результате прошедших ядерных реакций (сюда, в частности, входят интересующие распады ядер-осколков от фотоделения, ответственных за испускание ЗН). Для рассматриваемой задачи важно также, что при таких распадах могут испускаться и запаздывающие γ -кванты. С другой стороны, образованные во время пучка в ядерных реакциях нейтроны при их перемещениях по залу облучений испытывают столкновения, рассеиваясь, теряя энергию и поглощаясь с характерными временами спада их потоков, превышающими времена первой группы. Кроме того, такие нейтроны сами могут вызывать ядерные реакции, в частности, с образованием γ -квантов. Например, в [15] с использованием указанного в табл. 2 состава бетона для границ зала облучений модельно рассчитаны плотности потоков всех нейтронов, полученных в (γ, n) -реакциях и претерпевающих потери кинетических энергий E_n , а также вызванных этими нейтронами γ -квантов (соответственно кривые 1 и 2 на рис. 2 с характерными временами спада $\sim$ мс). На регистрацию

Таблица 1. Элементные η (в весовых долях) и изотопные η_{is} составы частей оборудования; пороги (γ, n) -реакций $E_{(\gamma, n)\text{-порог}}$; периоды полураспада ядер-продуктов $T_{1/2}$

Оборудование. Материал	Компонент; η	Ядро-мишень; η_{is} [1]	$E_{(\gamma, n)\text{-порог}}$, МэВ; $T_{1/2}$ [1]
Секция, и соленоид ЛУЭ, корректирующие катушки, обмотки электромагнитов. Электротехническая медь	Cu; ≈ 1	^{63}Cu ; 0.692	10.9; 9.74 мин
		^{65}Cu ; 0.308	9.9; 12.7 час
Ярма и полюса электромагнитов, подставки. Низкоуглеродистая сталь	Fe; ≈ 0.98	^{54}Fe ; 0.058	13.4; 8.51 мин
		^{56}Fe ; 0.917	11.2; 2.73 года
Электропровод и рама ускорителя. Нержавеющая сталь	Fe; ≈ 0.7	^{54}Fe ; 0.058	13.4; 8.51 мин
		^{56}Fe ; 0.917	11.2; 2.73 год
	Cr; ≈ 0.18	^{50}Cr ; 0.043	13.0; 42.3 мин
		^{52}Cr ; 0.838	12.0; 27.7 дн
		^{54}Cr ; 0.095	7.9; стаб.
		^{54}Cr ; 0.024	9.7; стаб.
	Ni; ≈ 0.10	^{58}Ni ; 0.681	12.2; 35.6 час
		^{60}Ni ; 0.262	11.4; $7.6 \cdot 10^4$ год
		^{61}Ni ; 0.011	7.8; стаб.
		^{62}Ni ; 0.036	10.6; стаб.
Контуров водоохлаждения. Вода	H ₂ O; 1	^{16}O ; 0.9976	15.7; 122.24 с
Пассивная защита, контрольная мишень. Свинец (включая сурьмянистый)	Pb; $\approx (0.97-1)$	^{206}Pb ; 0.241	8.1; $1.53 \cdot 10^7$ год
		^{207}Pb ; 0.221	6.7; стаб.
		^{208}Pb ; 0.524	7.4; стаб.
	Sb; $\approx (0-0.03)$	^{121}Sb ; 0.574	9.2 5.76 дн
		^{123}Sb ; 0.426	9.0 2.72 дн
Пассивная защита. Полиэтилен (включая борированный)	CH ₂ ; $\approx (0.97-1)$	^{12}C ; 0.989	18.7 20.4 мин
		^{13}C ; 0.011	4.9 стаб.
	B; $\approx (0-0.03)$	^{10}B ; 0.199	8.4 $2\alpha p$
		^{11}B ; 0.801	11.5 стаб.
Основная мишень. Уран	U; ≈ 1	^{238}U ; 0.9927	6.2; 6.75 дн

процессов второй группы могут также влиять сравнительно длительные переходные процессы, возникающие в спектрометре нейтронов после пучка ускорителя.

В отличие от характерной временной зависимости для нейтронов всех энергий на рис. 2, в настоящей работе модельно рассчитаны по программе LOENT [16] временные зависимости плотности только быстрых нейтронов в зале ускорителя. На сайте транспортного кода SHIELD [17] доступно краткое описание кода LOENT, который может работать как самостоятельно, так и совместно с кодом SHIELD [18], с которым он имеет общий геометрический модуль и ряд общих подпрограмм. Необходимость в таких оценках связана с тем, что в наших измерениях не различимы быстрые ЗН и “гуляющие” по залу ускорителя быстрые нейтроны, являющиеся зависящим от времени t остатком “мгновенных” быстрых нейтронов, образованных в течение импульса пучка ускорителя. В расчетах смоделирован в зависимости от времени t перенос 10^8 быстрых нейтронов с кинетическими энергиями E_n (изначально $E_{n \text{ нач}} \equiv 3 \text{ МэВ}$) в зале с характерными размерами 15 м, с бетонными границами толщиной 0.6 м и составом, аналогичным указанному в табл. 2, при $E_{n \text{ нач}} \equiv 3 \text{ МэВ} \geq E_n \geq 0.100 \text{ МэВ}$. Здесь $E_n = 0.100 \text{ МэВ}$ — адекватный порог регистрации при исследованиях спектров ЗН (см., например, [5, 19]). Для нейтронов, имеющих указанные E_n и входящих извне в сферический объем с радиусом 5 см и с центром в источнике нейтронов, для интервалов $\Delta t = 0.3 \text{ мкс}$ модельно рассчитаны их числа $N_{n \text{ мод}}$ в зависимости от времени t (см. рис. 3).

Из рис. 3 понятно, что от “мгновенных” нейтронов, испускаемых с начальной кинетической энергией $E_{n \text{ нач}} \equiv 3 \text{ МэВ}$, через время после их импульса $t \approx 5 \text{ мкс}$ практически не остается быстрых нейтронов с $E_n \geq 0.100 \text{ МэВ}$. Это вполне согласуется с экспериментом в [5] с заменой в мишени ${}^{\text{ест}}\text{U}$ на ${}^{\text{ест}}\text{Pb}$, в котором число быстрых нейтронов с $E_n \geq 0.250 \text{ МэВ}$ при $t > 5 \text{ мс}$ практически совпадает с их естественным фоном.

Рассмотрим в общем случае вопрос улучшения в задаче отношений “эффект/фон” при изменениях начала измерений (от окончания импульса пучка) t и количества электронов N_e , упавших на U-мишень в таком импульсе. Из [4, 5] представлялось, что в условиях, использованных в этих работах, регистрация ЗН становилась возможной только при $t \gtrsim 5 \text{ мс}$ и $N_e \lesssim 10^{10}$. Проанализируем эти ограничения.

Таблица 2. Пример [15] состава бетона стен зала облучений η (в % по числу атомов)

Компонент; η								
H	O	Na	C	Al	Si	K	Ca	Fe
8.476	60.41	0.947	0.3	2.48	24.2	0.6855	2.05	0.46

При учете только “мгновенных” взаимодействий тормозных γ -квантов с ${}^{238}\text{U}$ -ядрами в мишени для отдельного импульса пучка падающих на мишень электронов, (то есть относящихся к первой группе рассмотренных выше процессов) введем: $N_{\text{дел}}$ — количество актов реакции деления ${}^{238}\text{U}(\gamma, f)$ (см. ее сечение в [13, 14, 20]), “работающих” на образование “эффекта” (появление ЗН); $N_{\text{мгн } \gamma \text{ U}}$ — количество “мгновенных” образуемых в U-мишени тормозных фоновых γ -квантов с интересующими нас энергиями; $N_{\text{мгн } n \text{ U}}$ — количество “мгновенных” фоновых нейтронов, образующихся в U-мишени в ${}^{238}\text{U}(\gamma, n)$ - и ${}^{238}\text{U}(\gamma, f)$ -реакциях. Тогда отношения $N_{\text{дел}}/(N_{\text{мгн } \gamma \text{ U}} + N_{\text{мгн } n \text{ U}})$ не зависят от N_e . Аналогичные отношения, учитывающие в знаменателе еще и количества “мгновенных” фоновых γ -квантов и нейтронов, образующихся в ЛУЭ и системе транспортировки электронов к U-мишени при малых импульсных токах пучка ЛУЭ, также не зависят от N_e в случае, когда $N_e \lesssim 10^{10}$, а изменения N_e проводятся путем изменения тока накала катода пушки электронов на ЛУЭ при практически фиксированной на-

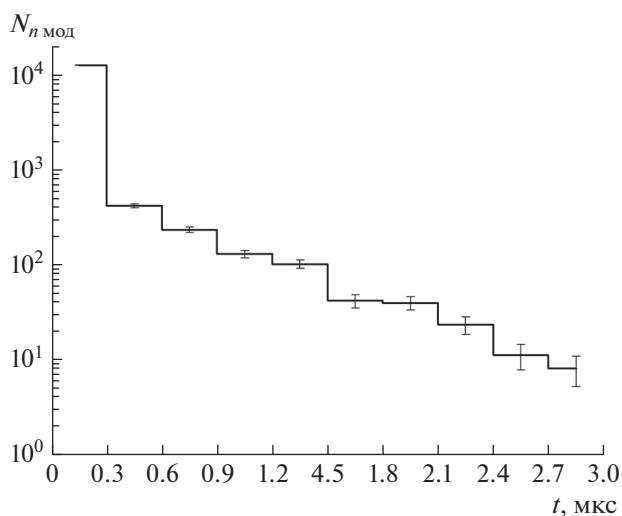


Рис. 3. Рассчитанные с использованием [16–18] временные зависимости N_n — числа быстрых нейтронов для сферы с радиусом 5 см в зале ЛУЭ при $E_{n \text{ нач}} \equiv 3 \text{ МэВ} \geq E_n \geq 0.100 \text{ МэВ}$.

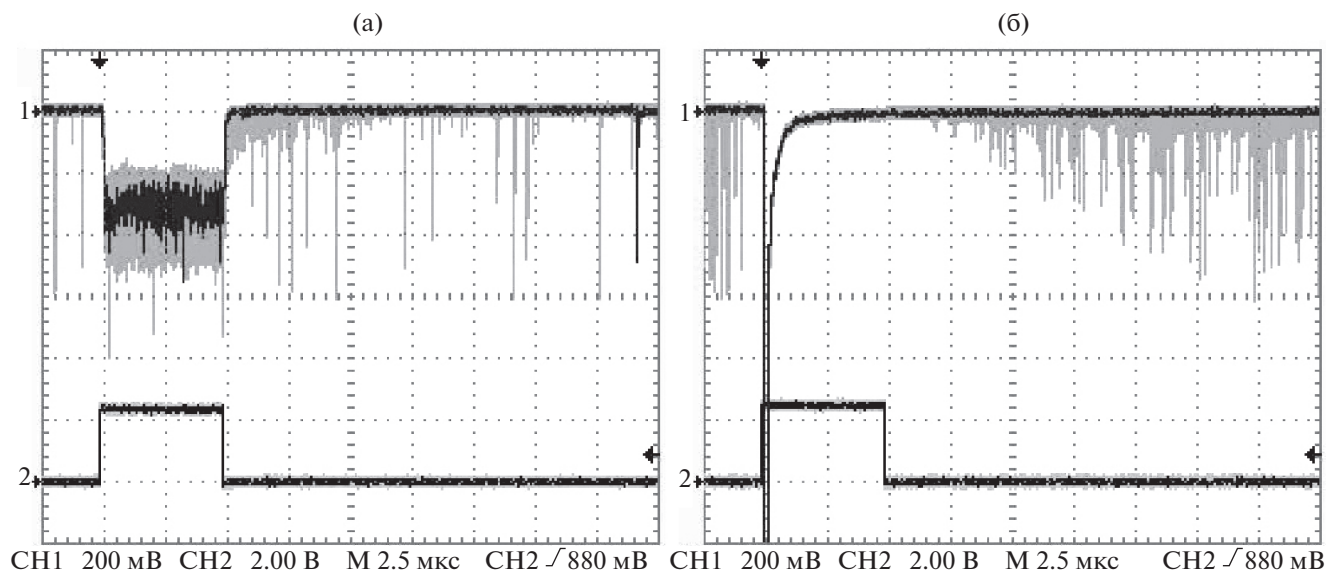


Рис. 4. Влияние интенсивности засветки фотокатода ФЭУ от светодиода. (а) Линейная засветка, (б) нелинейная засветка, имитирующая импульс пучка с $\tau \cong 5$ мкс (луч 2). Анодные импульсы ФЭУ (луч 1) для стохастических «высышек» от γ -источника ^{137}Cs при низкой засветке испытывают минимальное изменение, а при высокой засветке наблюдается сильный спад коэффициента усиления с последующим его изменением в сторону начальных значений.

стройке системы транспортировки пучка для его проводки с наименьшими потерями к мишени.

Для «запаздывающих» процессов из второй рассмотренной выше группы процессов отношения количеств составляющих «эффект» быстрых ЗН $N_{\text{БЗН}}$ к составляющим суммарный «фон» количествам «летающих» в зале облучений медленных запаздывающих нейтронов $N_{\text{МЗН}}$ от образованных в первой группе процессов (см. выше) и затем замедлившихся нейтронов, вместе с количествами запаздывающих γ -квантов как от распадов образованных в первой группе процессов радионуклидов, так и в реакциях, вызванных медленными запаздывающими нейтронами, также не зависят от N_e .

Влияние же обеих указанных групп процессов на работу спектрометра нейтронов надо экспериментально исследовать для конкретного ускорителя (здесь для ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН), поскольку отношения «эффект/фон» могут сильно ухудшаться при рассмотрении регистрации γ -квантов и нейтронов с помощью используемого спектрометра нейтронов при росте N_e (см., об этом в [4, 5, 10]). В следующем разделе описаны такие исследования условий, обеспечивающих корректность регистрации ЗН с этим спектрометром нейтронов в интервалах $t \approx (1-5)$ мс после импульсов пучка ЛУЭ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА КОРРЕКТНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ОТ ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{238}U ПРИ $T_{1/2} \sim 1$ мс

Исследования [4, 10] детекторов (сцинтиллятор + ФЭУ) с применением стандартных γ -источников и пучковых засветок на ЛУЭ-8-5, а также имитирующих эти засветки импульсов введенных в детекторы светодиодов выявили два крайних типа отклика таких сцинтилляционных блоков в зависимости от интенсивности засветок (в частности, от импульсных токов I пучка электронов). Первый крайний тип — линейные засветки при малых I , когда форма импульса с анода ФЭУ повторяет форму I , близкую к прямоугольной с $\tau \sim (3-5)$ мкс (см. рис. 4а). Но с некоего $I = I_{\text{макс}}$ при дальнейшем увеличении I у функции отклика идет «выедание» конечной части импульса (в которой сцинтилляционный блок как бы «ослепляется»), пока эта функция не переходит полностью во второй крайний тип — нелинейную засветку с большим коротким импульсом у переднего фронта импульса пучка (см. рис. 4б). Из рис. 4б следует, что имеется подавление и искажение выходных сигналов ФЭУ в течение (и некоторого времени после) импульса засветки, и необходим интервал времени для восстановления усиления ФЭУ после его засветки во время пучка. Так как в эксперименте [5] ФЭУ не выключался на время пучка γ -квантов, то, чтобы иметь неискаженные данные, был выбран для регистрации интервал

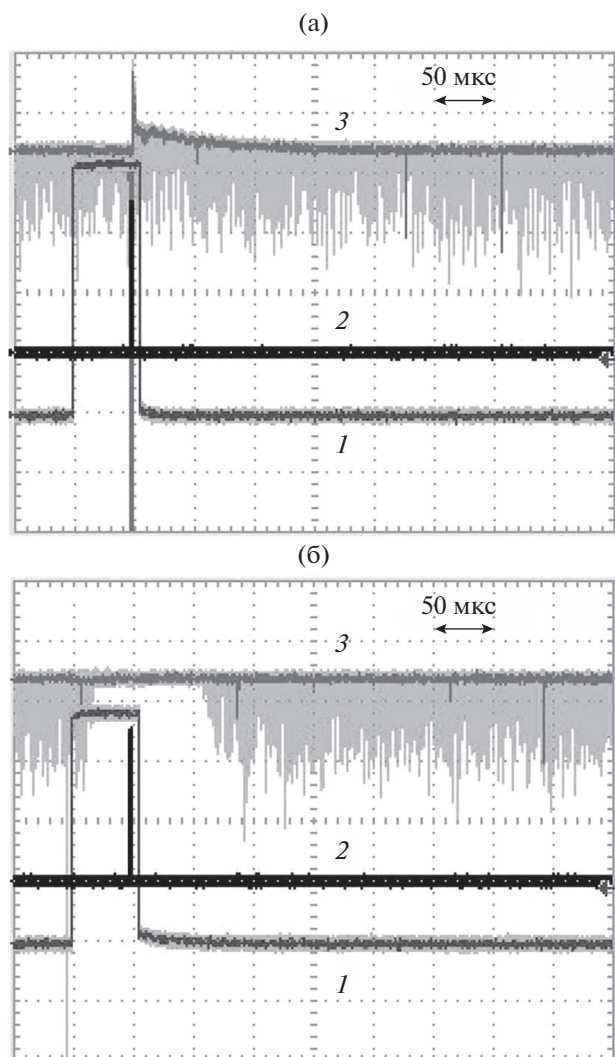


Рис. 5. Осциллограммы импульсов с анода ФЭУ при линейной засветке: (а) без управляющего сигнала; (б) с управляющим сигналом.

$t \cong (4.5-16.0)$ мс после каждого импульса ускорителя при $v = 60 \text{ с}^{-1}$.

В [10] для уменьшения искажений получаемых данных при нелинейных засветках сцинтилляционных блоков был использован управляемый делитель в питании ФЭУ. Для γ -источников и светодиодов осциллограммы импульсов с анода ФЭУ из [10] показаны на рис. 5 при линейной засветке и на рис. 6 при нелинейной засветке для случаев: (а) без управляющего сигнала; (б) с управляющим сигналом.

Для наблюдающихся на рис. 5 и 6 импульсов от γ -источника отметим следующее:

- при линейной засветке (рис. 5а, 5б) схема запираания ФЭУ срабатывает через ≈ 20 мкс после сигнала на запираение и обеспечивает полное за-

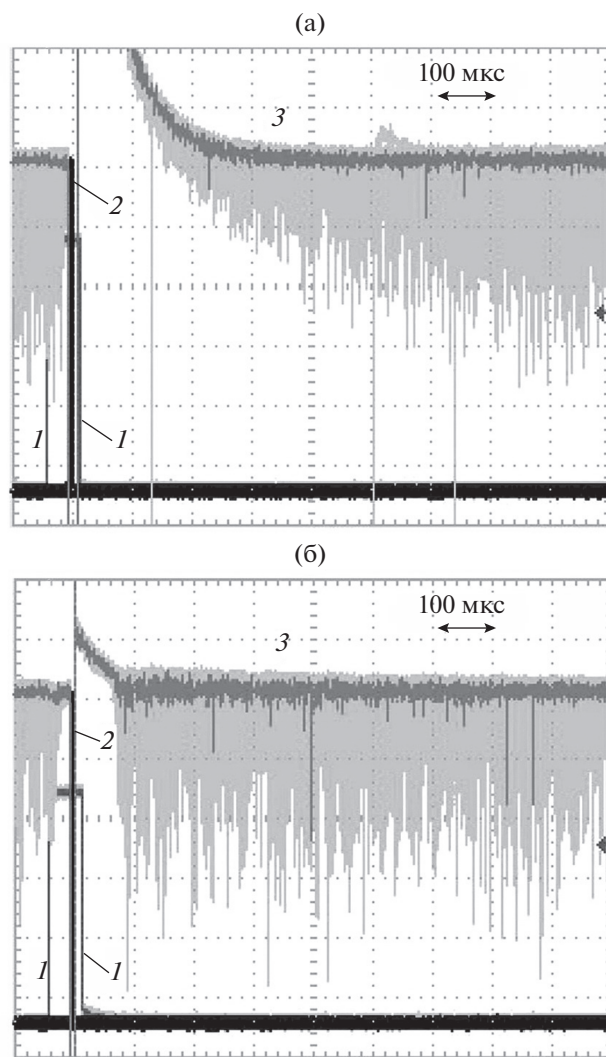


Рис. 6. Осциллограммы импульсов с анода ФЭУ при нелинейной засветке: (а) без управляющего сигнала; (б) с управляющим сигналом.

пираение без существенного искажения “нулевого” уровня сигнала и восстановление коэффициента усиления через ≈ 100 мкс;

- при нелинейной засветке, соответствующей условиям, имевшимся в случае, представленном на рис. 4б, использование схемы запираения обеспечивает примерно те же характерные времена (см. рис. 6а, 6б).

Измерения на пучке ускорителя являются гораздо более “жестким” испытанием работоспособности установки. Пример результатов измерения ЗН из ^{238}U приведен на рис. 7. По сравнению с работой [5] в настоящей работе была использована схема управляемого делителя ФЭУ [10], позволявшая уверенно разделять γ -кванты и нейтроны для $N_e \approx 10^{10}$ уже при $t \gtrsim 2$ мс. На рис. 7 пока-

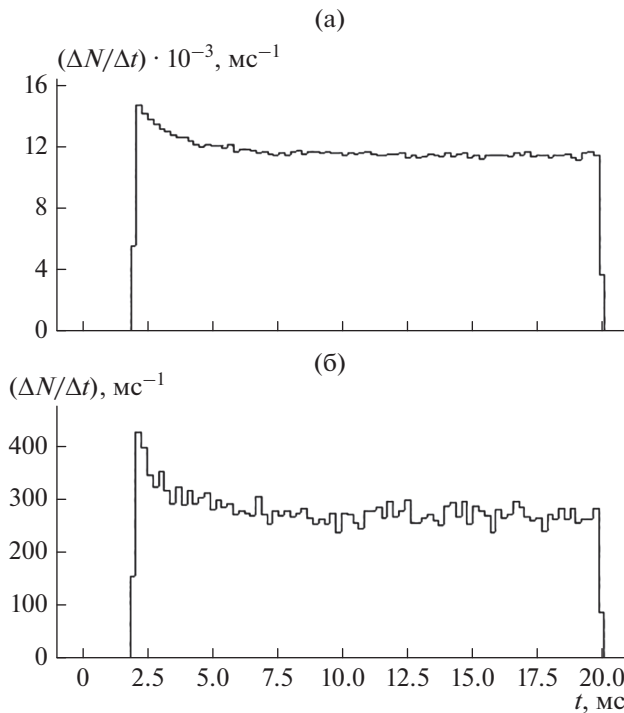


Рис. 7. ^{235}U -мишень, стильбен, $\nu \cong 50 \text{ с}^{-1}$, $I_{\text{ср}} \approx 0.04 \text{ мкА}$, управляемый делитель [10]. Распределения скорости счета $\Delta N/\Delta t$ для: (а) γ -квантов; (б) быстрых нейтронов.

заны распределения измеренных скоростей счета $\Delta N/\Delta t$ для: (а) γ -квантов; (б) быстрых нейтронов. При этом условия эксперимента: ^{235}U -мишень; стильбеновый сцинтиллятор ($50 \times \varnothing 50 \text{ мм}$); частота повторения импульсов ЛУЭ $\nu \cong 50 \text{ с}^{-1}$; средний ток падающего на ^{235}U пучка электронов $I_{\text{ср}} \approx 0.04 \text{ мкА}$ (число электронов на мишени в импульсе ЛУЭ $N_e \approx 0.5 \cdot 10^{10}$); управляемый делитель [10]. В обоих распределениях в интервалах $t \approx (2.0\text{--}6.0) \text{ мс}$ после каждого импульса ускорителя наблюдаются спадающие с ростом t “добавки” к своим примерно постоянным уровням скоростей счета (см. подробнее об этих уровнях в [5]).

Близость друг к другу характерных времен спада этих “добавок” с ростом t в скоростях счета на рис. 7а и 7б заставила усомниться в том, что наблюдаемый спад “добавка” на рис. 7б связан с наличием искомой короткоживущей составляющей в общем количестве ЗН, и принудила к проведению контрольных экспериментов. Кроме того, оказалось, что для интервала $t \approx (2.0\text{--}4.0) \text{ мс}$ есть некоторое увеличение коэффициента усиления тракта, на которое указывало смещение амплитуд характерных особенностей γ -спектров по сравнению с аналогичными особенностями в γ -спектрах при $t \approx (16.0\text{--}18.0) \text{ мс}$. Как если бы шел

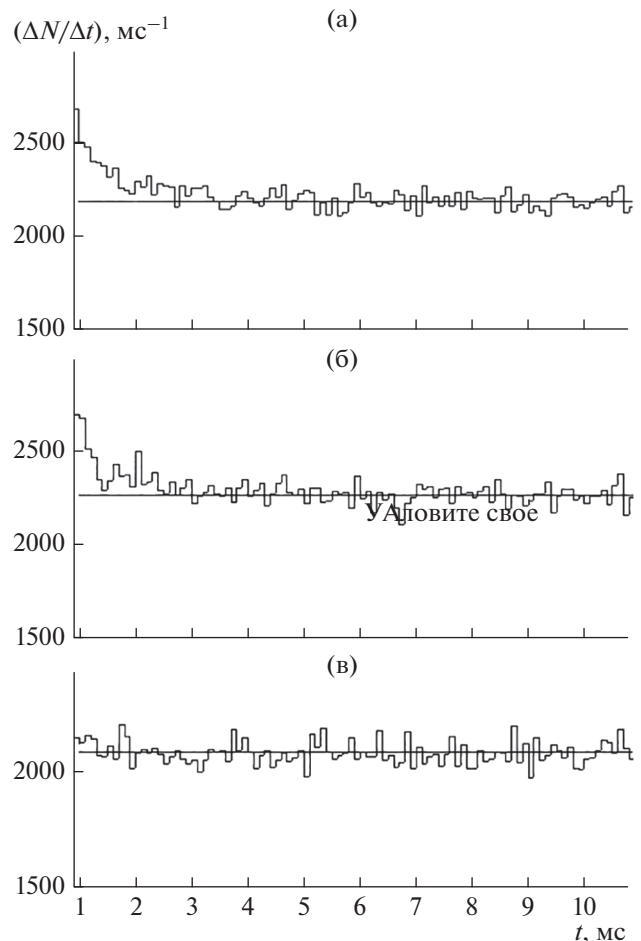


Рис. 8. ^{235}Pb , пластик; ^{60}Co ; $\nu \approx 50 \text{ с}^{-1}$; управляемый делитель [10]. Распределения скорости счета $\Delta N/\Delta t$ (γ -кванты + нейтроны) для: (а) $I_{\text{ср}} \approx 0.2 \text{ мкА}$; (б) $I_{\text{ср}} \approx 0.04 \text{ мкА}$; (в) $I_{\text{ср}} \approx 0.008 \text{ мкА}$.

некоторый переходной процесс в области малых t , когда при “открытии” ФЭУ с помощью управляемого делителя коэффициент усиления всего тракта сначала быстро растет до регулярных значений, потом превосходит их в своем дальнейшем росте, а затем возвращается к ним. С учетом наличия в линейном канале электронных схем используемого спектрометра нейтронов порогового дискриминатора и спадающего характера истинных спектров γ -квантов и ЗН с ростом их энергии это может вызывать обсуждаемые “добавки” в скоростях счета при малых t . Отметим, что в работе [21], в которой также применялся управляемый делитель в питании ФЭУ, также сообщалось о похожем переходном процессе.

В качестве контрольных были проведены эксперименты по облучению электронами ^{235}Pb -мишени, в которой образуется сопоставимое количество быстрых нейтронов от реакции (γ, n) , как и

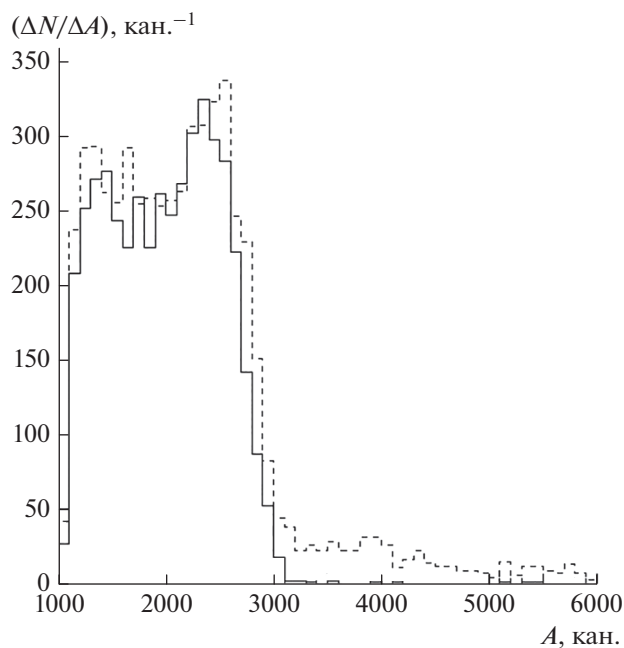


Рис. 9. ^{60}Co ; пластик; ^{60}Co ; $\nu \approx 50 \text{ с}^{-1}$; $I_{\text{ср}} \approx 0.04 \text{ мкА}$; управляемый делитель [10]. Амплитудные распределения $\Delta N/\Delta A$ для (γ -квантов + нейтронов) в интервалах $t = (0.80\text{--}1.00) \text{ мс}$ и $t = (6.00\text{--}6.20) \text{ мс}$ (штриховая и сплошная линии соответственно).

в ^{235}U -мишени тоже от реакции (γ, n). Кроме того, стильбеновый сцинтиллятор в спектрометре нейтронов был заменен на пластиковый сцинтиллятор ($50 \times 40 \times 30 \text{ мм}$), обеспечивающий регистрацию суммарной скорости счета $\Delta N/\Delta t$ для γ -квантов и быстрых нейтронов, а для проверок стабильности коэффициента усиления тракта по энергии был введен внутрь Рb-“дома” защиты γ -источник ^{60}Co , обеспечивающий регистрируемую скорость счета $\sim 200 \text{ г/с}$. При использовании ^{235}U -мишени в контрольных экспериментах исключались ЗН. Кроме того здесь исключалось влияние возможных долгоживущих компонент в сцинтилляциях стильбена (см., например, [7]). Результаты таких измерений $\Delta N/\Delta t$ при частоте повторения импульсов ЛУЭ $\nu \approx 50 \text{ с}^{-1}$ для трех значений среднего тока пучка электронов $I_{\text{ср}} \approx (0.2; 0.04; 0.008) \text{ мкА}$, то есть для числа электронов на мишени в импульсе ЛУЭ $N_e \approx (1.25; 0.25; 0.05) \cdot 10^{10}$, приведены на рис. 8а, 8б, 8в соответственно. На рис. 8а, 8б, 8в при уменьшении N_e наблюдается уменьшение вышеупомянутых вкладов спадающих с ростом t “добавков” в интервале $1 \text{ мс} \lesssim t \lesssim 3 \text{ мс}$ к вышеупомянутым примерно постоянным уровням скоростей счета (см. [5]). Кроме того, это уменьшение вкладов “добавков” со-

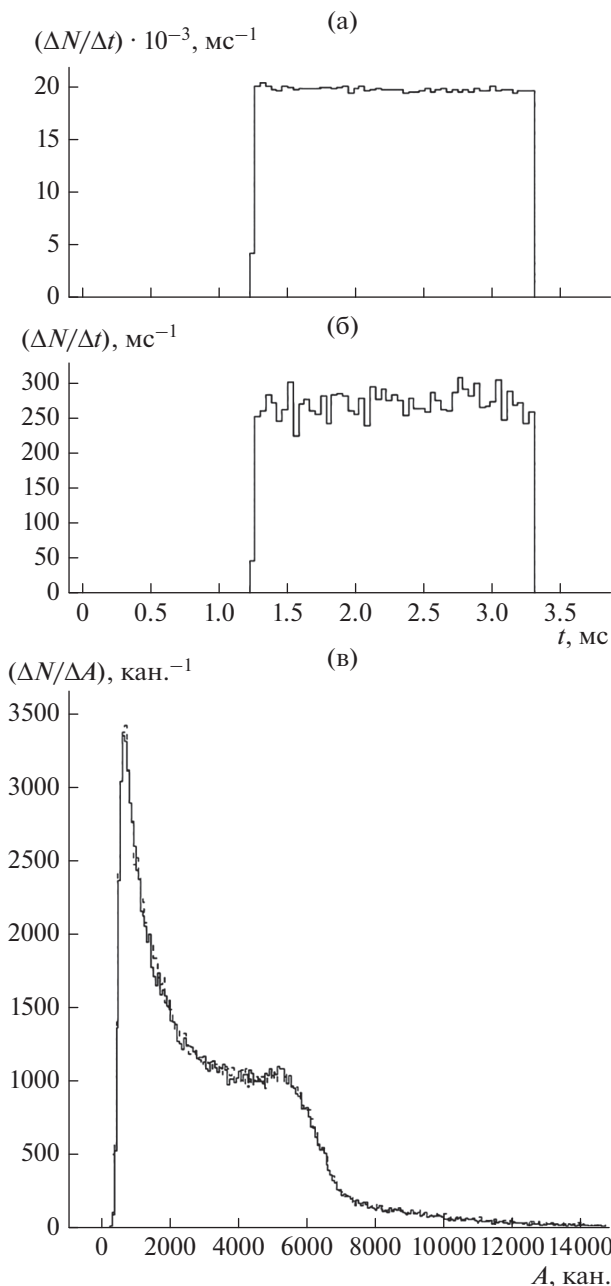


Рис. 10. ^{60}Co ; стильбен; ^{60}Co ; $\nu \approx 300 \text{ с}^{-1}$; $I_{\text{ср}} \approx 0.016 \text{ мкА}$; управляемый делитель [10]. (а) $\Delta N/\Delta t$, γ -кванты; (б) $\Delta N/\Delta t$, быстрые нейтроны; (в) $\Delta N/\Delta A$ для γ -квантов в интервалах $t = (1.25\text{--}1.50) \text{ мс}$ и $t = (2.75\text{--}3.00) \text{ мс}$ (штриховая и сплошная линии соответственно).

проводается для γ -квантов уменьшением в интервале $t = (0.80\text{--}1.00) \text{ мс}$ искажений измеренных амплитудных распределений по сравнению с амплитудными распределениями в интервале $t = (6.00\text{--}6.20) \text{ мс}$ (см. рис. 9).

Результаты временных и амплитудных измерений с пластиком и стильбеном соответственно ана-

логичны. Это обстоятельство указывает на то, что упомянутые выше искажения скоростей счета и амплитудных распределений при $t \sim 1$ мс по сравнению с имеющимися при $t > 6$ мс не связаны с медленными компонентами в сцинтилляциях стильбена.

С учетом результатов, полученных в описанном контрольном эксперименте, был проведен конечный эксперимент настоящей работы. Условия проведенного конечного эксперимента: ^{235}U -мишень; стильбеновый сцинтилятор ($50 \times \times \varnothing 50$ мм); частота повторения импульсов ЛУЭ $\nu \approx 300 \text{ с}^{-1}$; средний ток падающего на ^{235}U -мишень пучка электронов $I_{\text{ср}} \approx 0.016$ мкА (число электронов на мишени в импульсе ЛУЭ $N_e \approx 0.033 \cdot 10^{10}$); управляемый делитель [10]. В обоих измеренных распределениях скоростей счета (рис. 10а для γ -квантов и рис. 10б для ЗН) во временных интервалах $t \approx (1.25-1.50)$ мс после каждого импульса ускорителя практически не наблюдаются спадающие с ростом t “добавки” к своим примерно постоянным уровням скоростей счета. Кроме того, между амплитудными распределениями $\Delta N/\Delta A$ для γ -квантов в интервалах $t = (1.25-1.50)$ мс и $t = (2.75-3.00)$ мс (штриховая и сплошная линии на рис. 10в соответственно) практически не наблюдаются различия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В проведенных экспериментах получена в интервале времени после импульса пучка $t = (1.25-3.30)$ мс скорость счета запаздывающих быстрых нейтронов от фотоделения ^{238}U . Из полученных данных из-за их ограниченной статистической точности (достигнутой к настоящему времени в рамках описанного способа) не удается обнаружить существование ядер-предшественников запаздывающих быстрых нейтронов от фотоделения ядер ^{238}U с $T_{1/2} \sim 1$ мс. Однако, конечно, нельзя считать, что данная работа закрывает вопрос существования ядер-предшественников, имеющих $T_{1/2} \ll 1$ мс и/или малые вклады в общем числе регистрируемых запаздывающих быстрых нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Chu S.Y.F., Ekström L.P., Firestone R.B. The Lund/LBNL Nuclear Data Search. 1999. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>.
2. Piksaikin V.M., Egorov A.S., Gremyachkin D.E., Mitrofanov K.V. // Vopr. At. Nauki Tekh., Ser.: Yad.-Reakt. Konst. 2019. No. 1. P. 184 (in Russian).
3. Borzakov S.B., Zamyatnin Yu.S., Panteleev Ts., Pavlov S.S., Ruskov I. // Vopr. At. Nauki Tekh., Ser.: Yad.-Reakt. Konst. 1999. Vypusk No. 2 (in Russian).
4. Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Nedorezov V.G., Ponomarev V.N., Rusakov A.V., Solodukhov G.V. // Phys. Part. Nucl. 2019. V. 50. No. 5. P. 626.
5. Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Nedorezov V.G., Ponomarev V.N., Rusakov A.V., Solodukhov G.V. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2020. V. 84. P. 356.
6. Nedorezov V.G., Ponomarev V.N., Solodukhov G.V. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2019. V. 83. P. 1161.
7. Kukhtevich V.I., Trykov L.A., Trykov O.A., Odnokristal'nyy stsintillyatsionnyy spektrometr (s organicheskim fosforom) [Single-Crystal Scintillation Spectrometer (with Organic Phosphorus)]. 1971. Moscow: Atomizdat (in Russian).
8. Verbitskii S.S., Emokhonov V.N., Lapik A.M., Nedorezov V.G., Rusakov A.V., Solodukhov G.V., Tikanov M.A., Tselebrovskii A.N., Shilyaev A.A. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2011. V. 75. P. 1544.
9. Verbitskii S.S., Emokhonov V.N., Lapik A.M., Nedorezov V.G., Solodukhov G.V., Tikanov M.A., Turinge A.A., Tselebrovskii A.N. // Instrum. Exp. Tech. 2012. V. 55. No. 2. P. 174.
10. Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Rusakov A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2019. V. 83. P. 474.
11. Gryzlov A.I., Kudinov I.V., Muntyan V.I., Prudnikov I.A., Rumyantsev V.V., Smirnov V.L., Susloparov M.S., Fomin L.P., Shchepin Yu.P. The Linear Electron Accelerator LUE-8-SRV – Effective Source of Ionizing Radiation for Different Radiation-Technology Processes. Proc. of the Third All-Union Conf. on Use of Charged Particle Accelerators in the National Economics. 1979. Leningrad: NII EFA, V. I. P. 254 (in Russian).
12. Svistunov Yu.A., Smirnov V.L., Shchepin Yu.P. Energy Spectra for Linear Electron Accelerators with Magnetrans as RF-Sources. 1985. Moscow: TsNII AtomInform (in Russian).
13. Dietrich S.S., Berman B.L. // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 38. P. 199.
14. Varlamov V.V., et al. Report INDC(NDS)-394. 1999. Vienna: IAEA.
15. Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2017. V. 14. No. 5. P. 726.
16. Latysheva L.N., Sobolevsky N.M. LOENT – the Code for Monte Carlo Simulation of Neutron Transport in Complex Geometries. Preprint INR RAS No. 1200/2008 (in Russian).
17. <https://www.inr.ru/shield/>.
18. Dementyev A.V., Sobolevsky N.M. Rad. Meas. 1999. V. 30. P. 533. [https://doi.org/10.1016/S1350-4487\(99\)00231-0](https://doi.org/10.1016/S1350-4487(99)00231-0)
19. Piksaikin V.M., Egorov A.S., Gremyachkin D.E., Mitrofanov K.V. Quasi-Equilibrium Energy Spectra of Delayed Neutrons for Epithermal Neutron-Induced Fission of ^{235}U . Proc. Int. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. ISINN-23. Dubna, Russia. May 25–29, 2015. <http://isinn.jinr.ru/proceedings/isinn-23.html>.
20. Dzhilavyan L.Z., Nedorezov V.G. // Phys. At. Nucl. 2013. V. 76. P. 1444.
21. Akimov D.Yu., Bolozdynya A.I., Efremenko Yu.V., Krahmalova T.D., Kaplin V.A., Kumpan A.V., Melikyan Yu.A., Onishchenko E.M., Sosnovtsev V.V., Shakirov A.V. // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. No. 5. P. 615.

Registration of Delayed Neutrons from ^{238}U Photofission at $E_{\gamma\text{max}} \cong 10$ MeV in Interval of (1–5) ms after Beam Pulses of the Electron Accelerator

L. Z. Dzhilavyan^{1,*}, A. M. Lapik¹, L. N. Latysheva¹, V. G. Nedorezov¹, V. N. Ponomarev¹,
A. V. Rusakov¹, N. M. Sobolevsky¹, and G. V. Solodukhov¹

¹*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia*

**e-mail: dzhil@inr.ru*

Received September 12, 2020; revised October 24, 2020; accepted October 26, 2020

Abstract—Experimental verification for correctness of registration for delayed neutrons from ^{238}U photofission is described for the maximum energy of bremsstrahlung γ -quanta $\cong 10$ MeV at the pulsed linear electron accelerator LUE-8-5 in an interval of (1–5) ms after each beam pulse in time $\gtrsim 7$ min from start of irradiation. The measurements were carried out using the scintillation spectrometer for fast neutrons based on a stilbene single crystal with pulse shape discrimination for scintillations from γ -quanta and fast neutrons. The time dependence of counting rates of delayed neutrons from ^{238}U photofission was measured at a repetition rate of 300 s^{-1} in intervals of (1.25–3.30) ms.

Keywords: pulsed linear resonant electron accelerators, photofission of actinide atomic nuclei, delayed neutrons, fast neutron scintillation spectrometers with pulse shape discrimination of γ -quanta and fast neutrons