

Вопросы улучшения эффективности и разрешения спектрометра нейтронов для Национального центра физики и математики

А.М. Лапик,¹ С.С. Бельшев,² В.В. Варламов,³ Л.З. Джилавян,^{1,*}
А.А. Кузнецов,^{2,3} А.Л. Полонский,¹ А.В. Русаков,¹ В.И. Шведун³

¹Институт ядерных исследований Российской академии наук
Россия, 117312, Москва, проспект 60-летия Октября, д. 7а

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

³Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 05.12.2024; после доработки 16.12.2024; подписана в печать 19.12.2024)

Для энергий γ -квантов в области Е1 ГР дан анализ требований к (γ, n) -экспериментам со спектрометрией быстрых нейтронов; параметров коллимированных источников комптоновского излучения НИ γ S и НЦФМ; характеристик спектрометра нейтронов, предложенного для НЦФМ; принципов одномерной времякоординатной компенсации для сцинтилляторов спектрометра нейтронов. Проведены начальные эксперименты по исследованию возможностей улучшения эффективности и разрешения такого спектрометра при использовании метода времякоординатной компенсации.

PACS: 25.20.-x. УДК: 539.1.

Ключевые слова: обратное комптоновское γ -излучение, фотоядерные реакции, электрический дипольный гигантский резонанс, $(\gamma, n_{0;1;2})$ -реакции, времяпрелётные и амплитудные спектрометры нейтронов, времякоординатная компенсация.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.80.2530202](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.80.2530202)

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени сформировалось убеждение, что для дальнейшего развития адекватного описания изовекторного электрического дипольного гигантского резонанса в атомных ядрах (Е1 ГР) нужны прецизионные фотоядерные эксперименты для исследования не только возбуждения Е1 ГР, но и его девозбуждения со спектрометрией образуемых в фотоядерных реакциях нуклонов (особенно нейтронов из $(\gamma, n_{0;1;2})$ -реакций).

Эти соображения нуждаются в некоторых дополнениях, которые и составили первую задачу данной работы. Такие дополнения приведены ниже в разделах 1–4. При этом в разделе 1 на основе результатов ранних работ [1, 2] даны оценки требований к $(\gamma, n_{0;1;2})$ -экспериментам в области Е1 ГР со спектрометрией быстрых нейтронов. В разделе 2 на основе сведений о коллимированных источниках комптоновского излучения (ИКИ) как о единственном ИКИ, регулярно работающем в настоящее время на задачи в области Е1 ГР, а именно High Intensity Gamma Source (НИ γ S, Durham, USA) [3–5], так и о проектируемом ИКИ для Национального центра физики и математики (НЦФМ, Саров, Россия) [6] в различных вариантах его проектов [7–9] приведены в сопоставлении некоторые важные па-

раметры γ -пучков. В разделе 3 приведены характеристики спектрометра быстрых нейтронов, предложенного нами ранее для НЦФМ [10, 11]. В разделе 4 на основе [12–15] изложены принципы одномерной времякоординатной компенсации для улучшения параметров спектрометров нейтронов.

Второй задачей данной работы явились начальные эксперименты по изучению возможностей улучшения эффективности и энергетического разрешения спектрометра быстрых нейтронов для НЦФМ при использовании метода одномерной времякоординатной компенсации. Эти эксперименты и их результаты приведены в разделе 5.

1. ТРЕБОВАНИЯ

К (γ, n) -ИССЛЕДОВАНИЯМ В ОБЛАСТИ Е1 ГР СО СПЕКТРОМЕТРИЕЙ НЕЙТРОНОВ

Большая привлекательность для экспериментальных исследований ГР (особенно изовекторных ГР) имеется у пробных частиц, для которых взаимодействие с ядром можно рассматривать как чисто электромагнитное (например, для реальных фотонов в фотоядерных реакциях или виртуальных фотонов при неупругом рассеянии электронов на атомных ядрах [16]). Для дальнейшего развития адекватного описания изовекторного электрического дипольного гигантского резонанса (Е1 ГР) в атомных ядрах важны исследования не только процессов возбуждения Е1 ГР, но и его девозбуж-

* E-mail: dzhil@inr.ru

дения с испусканием нуклонов, включая, в частности, исследование распределений по энергии и углам быстрых нейтронов, образующихся в парциальных реакциях под действием и реальных, и виртуальных фотонов (см., например, проект [17] о девозбуждении ГР низших мультипольностей в реакциях эксклюзивного неупругого рассеяния электронов на атомных ядрах). В полной мере эти соображения относятся и к парциальным (γ, n) -реакциям (см., например, [10]). Есть ранние исследования (γ, n) -реакций, показавшие наличие узких особенностей в структуре сечений этих реакций в зависимости от энергии падающих γ -квантов E_γ и спектров кинетических энергий E_n испускаемых быстрых нейтронов при девозбуждении преобладающего Е1 ГР и на средних [2], и на тяжелых ядрах [1].

Для проведения исследований (γ, n) -реакций со спектрометрией быстрых нейтронов в качестве характерного примера для оценок требований к $(\Delta E_\gamma/E_\gamma)$ для падающих γ -квантов и к относительному разрешению $(\Delta E_n/E_n)$ по кинетической энергии испускаемых нейтронов приведём данные, взятые из работы [1].

В [1] использовался спектрометр нейтронов во времени пролёта с нейтроноводом длиной $L = 31.2$ м, идущим под углом 90° к направлению оси образуемого в Та-радиаторе толщиной 0.05 мм γ -пучка с импульсами длительностью 6 нс, 10 нс, 20 нс и частотой повторения 720 с^{-1} . В мишени из обогащённого свинца (диаметр 15 см, толщина 4.5 мм) содержалось: 91% ^{208}Pb и 7% ^{207}Pb . Детектор нейтронов — пластиковый сцинтиллятор (диаметр 30 см, толщина 76 мм), защищённый от γ -вспышки спереди Вi-пластинкой толщиной 1 см и «просматриваемый» фотоэлектронными умножителями. Авторы [1] отмечали, что смогли выделить более 50 пиков в спектрах быстрых нейтронов при энергиях $0.4 \text{ МэВ} < E_n < 4 \text{ МэВ}$ в реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$ и переходов из начальных возбуждённых состояний материнских ядер ^{208}Pb на основное (g) и два первых возбуждённых состояния дочерних ядер ^{207}Pb . На рис. 1 представлены зависимости из [1] от энергии E_γ дифференциального сечения $(d\sigma_g/d\Omega)_{90^\circ}$ образования в этой реакции нейтронов с $E_n > 520$ кэВ, приводящих к заселению основного состояния ^{207}Pb . На дополнительной оси ординат на рис. 1 показаны значения оцененного для этой реакции полного по углам сечения σ_g (левая шкала с примерной точностью $\pm 10\%$). Шаг по E_γ на рис. 1 $\simeq 20$ кэВ, так что $(\Delta E_\gamma/E_\gamma) \simeq 0.25\%$ при $E_\gamma = 8 \text{ МэВ}$ и $\simeq 0.17\%$ при $E_\gamma = 12 \text{ МэВ}$.

На рис. 2 даны из [1] спектры нейтронов, приводящих к заселению основных состояний ^{207}Pb в реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_g)$, в зависимости от времени пролёта t и энергии нейтронов E_n (нелинейная шкала) для указанного набора значений верхней границы энергий тормозных γ -квантов $E_{\gamma\text{max}}$. В спектрах авторы [1] выделили 26 пиков. Шаг по времени пролёта нейтрона t на рис. 2 составляет $\simeq 5$ нс.

С другой стороны, в [2] применён основанный на измерениях амплитуд сцинтилляционный

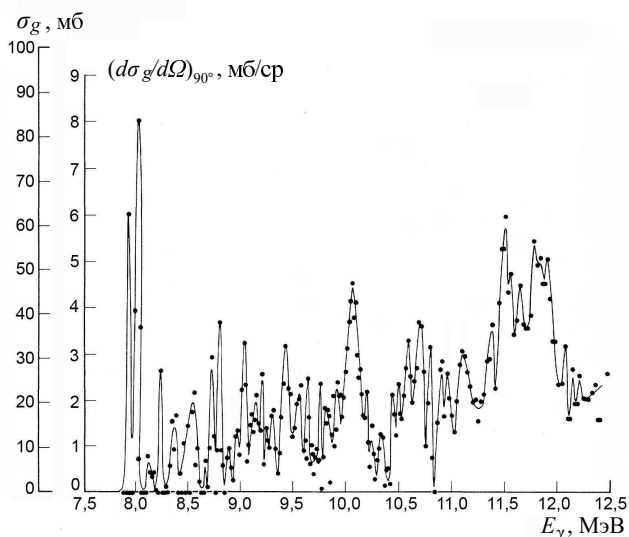


Рис. 1. Измеренные $(d\sigma_g/d\Omega)_{90^\circ}$ и оцененные σ_g сечения реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_g)$ при кинетических энергиях нейтронов $E_n > 520$ кэВ в зависимости от энергии E_γ [1]

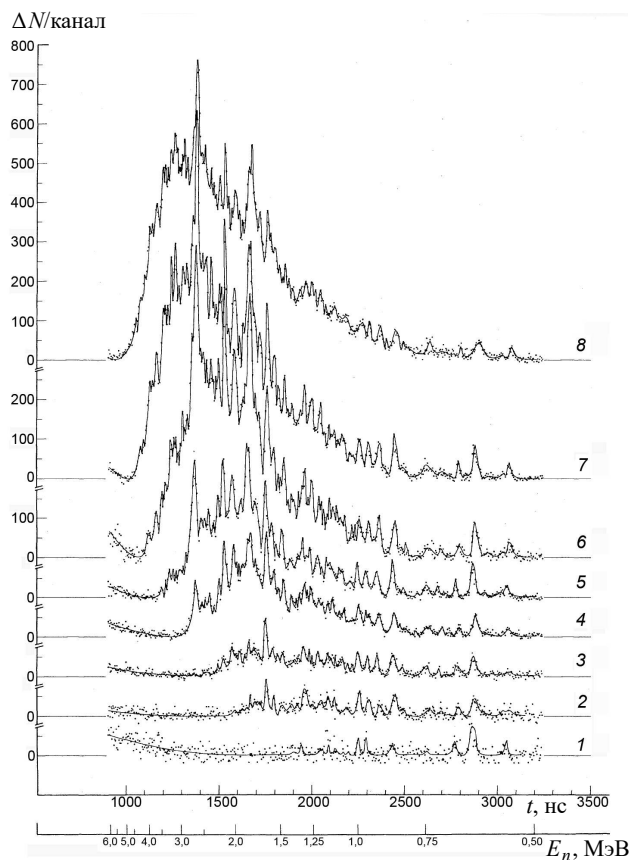


Рис. 2. Спектры нейтронов [1], дающих заселение основных состояний ^{207}Pb в реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_0)$, в зависимости от времени пролёта t и кинетической энергии нейтронов E_n (нелинейная шкала) при различных верхних границах энергий тормозных γ -квантов $E_{\gamma\text{max}}$: 1 — 8.8 МэВ; 2 — 9.4 МэВ; 3 — 9.9 МэВ; 4 — 10.4 МэВ; 5 — 10.9 МэВ; 6 — 11.5 МэВ; 7 — 12.0 МэВ; 8 — 12.5 МэВ

спектрометр нейтронов на базе стильбенового детектора (диаметр 50 мм, толщина 50 мм) со своим ФЭУ. При этом для отделения γ -фона использовалась дискриминация по форме импульса. В [2] проведены исследования образования нейтронов с $E_n > 3,7$ МэВ в реакции (γ, n) на ядрах ^{52}Cr и ^{51}V .

2. НЕКОТОРЫЕ ВАЖНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПТОНОВСКИХ γ -ИСТОЧНИКОВ ПРИ E_γ В ОБЛАСТИ Е1 ГР (Н γ S И ВАРИАНТЫ ПРОЕКТОВ ДЛЯ НЦФМ)

В результате обратного комптоновского рассеяния выделенные узким коллиматором γ -кванты (см., например, [7]) обладают энергиями

$$E_\gamma \approx \frac{2\gamma^2 E_{ph}}{1 + \gamma^2 \theta^2} (1 - \cos \psi),$$

причём при лобовом столкновении эти энергии достигают максимума

$$E_{\gamma max} = E_\gamma(\psi = 180^\circ, \theta = 0^\circ) \approx 4\gamma^2 E_{ph},$$

где E_{ph} — энергия налетающего лазерного фотона; ψ — угол между направлениями движения начального электрона и налетающего на него лазерного фотона; θ — угол между направлениями движения начального электрона и γ -кванта, претерпевшего обратное комптоновское рассеяние; $\gamma = (E_e/\mu)$; E_e и μ — полные энергии налетающего и покоящегося электрона соответственно; $\gamma \gg 1$; $\theta \ll 1$.

Для фотонейтронных исследований при энергии падающих γ -квантов E_γ в области Е1 ГР большие надежды связаны с переходом к измерениям с прецизионными пучками от коллимированного комптоновского рассеяния лазерного излучения на импульсных пучках ультрарелятивистских электронов. Эти надежды определяются возможными привлекательными малыми разбросами временных, геометрических и энергетических параметров у таких прецизионных γ -пучков при сравнительно высоких уровнях их интенсивности и поляризации, а также низких уровнях фона.

Сопоставим некоторые важные параметры коллимированных комптоновских источников импульсов γ -квантов с энергиями E_γ для задач в области Е1 ГР практически единственного регулярно работающего в настоящее время на такие исследования Н γ S [3–5] и проектируемых для НЦФМ [6] в их вариантах с линейным ускорителем электронов как без ускорителя-накопителя [7], так и с ускорителем-накопителем [8, 9].

В эти параметры импульсов γ -пучка входят: максимальная частота импульсов f ; длительность импульса τ ; энергия рассеянного γ -кванта E_γ ; относительный разброс энергии выделенных коллиматором рассеянных γ -квантов $(\Delta E_\gamma/E_\gamma)$; средние потоки γ -квантов N_γ .

Ниже в таблице приведены оцененные параметры коллимированных комптоновских γ -источников

при E_γ в области Е1 ГР. Для Н γ S параметры оценены нами из работ [3–5]. Для НЦФМ параметры взяты из проектов [7, 8] и результатов оценок достижимых значений этих параметров, содержащихся в [9].

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОМЕТРА НЕЙТРОНОВ, РАССМОТРЕННОГО РАНЕЕ ДЛЯ НЦФМ

В [11] были предложены эксперименты в НЦФМ, использующие 12-канальную систему спектрометров быстрых нейтронов, в которых измеряются и время пролёта нейтронов, и амплитуды вызванных ими синтилляций. В качестве детекторов нейтронов предложены герметичные кюветы (диаметр 50 мм, толщина 50 мм), просматриваемые каждая с одного торца своим ФЭУ и заполненные жидким синтиллятором, например типа EJ-309 (имеющим однородные и изотропные свойства и пригодным для дискриминации по форме импульса). Центры кювет расположены равномерно по окружности с радиусом $L = 1$ м, имеющей центр на оси γ -пучка (для $E_n = 0.4$ МэВ время пролёта $t \cong 114.3$ нс, а для $E_n = 12$ МэВ $t \cong 20.87$ нс). Окружность лежит в плоскости, перпендикулярной оси γ -пучка и проходящей через центр мишени (ось каждой кюветы — из центра мишени). Телесный угол, стягиваемый каждым детектором, — $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ср. Эффективность детектора ϵ зависит от E_n . При этом $\epsilon(E_n = 12 \text{ МэВ}) \sim 0.1$ (см., например, [18]).

Параметры пучка позволяют использовать физические мишени малых поперечных размеров (вплоть до диаметра 1.6 мм). Толщину же мишеней определяет ослабление потока падающих γ -квантов по этой толщине (см., например, [19]). Например, для свинцовых мишеней можно ограничиться их толщиной такой же, как в [1], то есть ~ 4.5 мм (но у нас с массой $m \sim 0.1$ г). Такие малые размеры и масса мишени, с одной стороны, делают более доступными обогащённые мишени (например, свинцовые, обогащённые изотопом ^{208}Pb), а с другой стороны, ослабляют искажения потоков и спектров быстрых нейтронов, образуемых в мишенях и испускаемых из них.

Оценим $N_{n reg}$ — ожидаемое число зарегистрированных быстрых нейтронов с энергией $E_n = 12$ МэВ, испускаемых из материнских ядер ^{208}Pb и приводящих к заселению основных состояний в дочерних ядрах ^{207}Pb , в одном предлагаемом детекторе от одного импульса γ -квантов от комптоновского рассеяния [7] при их энергии $E_\gamma = 20.1$ МэВ:

$$N_{n reg} \sim N_{\gamma imp} \cdot \left(\frac{d\sigma_g}{d\Omega} \right)_{90^\circ} \cdot \Omega \cdot \epsilon \cdot N_A \cdot \frac{\chi_{\text{Pb}} \rho_{\text{Pb}}}{M_{\text{Pb}}} \approx \approx 1.5 \times 10^{-4} \text{ имп}^{-1}, \text{ где}$$

$N_{\gamma imp} \sim 10^4 \text{ имп}^{-1}$ — количество таких γ -квантов в импульсе; $(d\sigma_g/d\Omega)_{90^\circ} \approx 5 \times 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ ср}^{-1}$;

Таблица 1. Некоторые важные параметры коллимированных комптоновских γ -источников НИ γ S и НЦФМ при E_γ в области Е1 ГР

Комптоновский источник	НИ γ S, работает [3–5]	НЦФМ, проект [7]	НЦФМ, проект [8]	НЦФМ, оценки из [9]
$f, \text{с}^{-1}$	$\approx 2.79 \cdot 10^6$	до 10^3	до $9 \cdot 10^7$	$1.5 \cdot 10^7$
$\tau, \text{с}$	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-12}$	$\sim 3 \cdot 10^{-10}$	$\sim 10^{-11}$
$\Delta E_\gamma/E_\gamma$	$\sim 2\%$	$\approx 0.5\%$	$\approx 0.2\%$	$\approx 0.3\%$
$N_\gamma, \text{с}^{-1}$	$\sim 10^7$	$\sim 10^7$	$\sim 0.5 \cdot 10^7$	$\sim 10^7$

$\Omega \approx 2 \times 10^{-3}$ ср; $\varepsilon \sim 0.1$; $N_A \simeq 6.022 \times 10^{23}$ моль $^{-1}$ — число Авогадро; $\chi_{\text{Рb}} \sim 0.45$ см — толщина Рb-мишени; $\rho_{\text{Рb}} \simeq 11.35$ г/см 3 и $M_{\text{Рb}} \approx 208$ г/моль — плотность и грамм-моль Рb-мишени.

4. ПРИНЦИПЫ ВРЕМЯКООРДИНАТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРОМЕТРОВ НЕЙТРОНОВ

В случае использования в НЦФМ спектрометра быстрых нейтронов, предложенного в [11], значение $N_{n \text{рег}}$, определённое в предыдущем разделе, не очень велико. Хотя при этом длина детектора l , от которой зависит величина эффективности ε , относительно большая ($l = 5$ см, то есть 5% от выбранной в [11] длины пролётной базы нейтронов $L = 1$ м).

Рассмотрим возможности увеличения $N_{n \text{рег}}$. Приближение детектора к мишени ведёт к росту телесного угла регистрации Ω , но также оно сопровождается уменьшением пролётной базы L нейтронов с результирующим ухудшением времяпролётного разрешения нейтронного спектрометра, кроме того, будут расти ошибки из-за поперечных размеров сцинтилляторов. Тем не менее в некоторых экспериментах это может представляться вполне приемлемым и надо иметь возможность изменения L у этого спектрометра.

Увеличение длины детектора l (например, в два раза) — другой путь для увеличения $N_{n \text{рег}}$. В этом случае достижимое амплитудное разрешение $\sim (10/\sqrt{E_n})\%$, где кинетическая энергия нейтрона E_n дана в мегаэлектронвольтах [18], практически не должно ухудшиться, а для улучшения времяпролётного разрешения можно попытаться использовать методику одномерной времякоординатной компенсации [12–15], при которой каждый сцинтилляционный детектор просматривается фотумножителями ФЭУ $_1$ и ФЭУ $_2$ с обоих торцов детектора. В общем случае различных длин l при изменении координаты x вспышки в сцинтиляторе, вызванной падающей частицей, меняются и времена t_1 и t_2 срабатывания ФЭУ $_1$ и ФЭУ $_2$ соответственно и амплитуды этих импульсов A_1 и A_2 . При этом в отдельных экспериментах имеет смысл исследовать зависимости t_1 , t_2 , A_1 , A_2 от x (см. рис. 3).

Времякоординатную компенсацию наиболее ча-

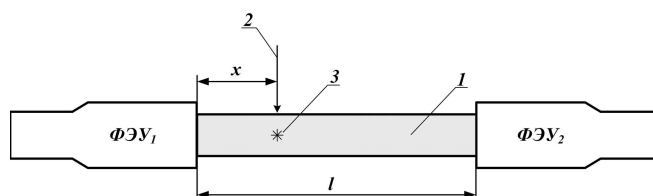


Рис. 3. Схема калибровки одномерного сцинтилляционного координатно-чувствительного детектора. 1 — используемый сцинтиллятор с длиной l ; 2 — падающая частица; 3 — вызванная падающей частицей световая вспышка с координатой x в сцинтиляторе

сто применяли для пластиковых сцинтилляторов длиной $l \geq 1$ м [15]. Эффективность применения данной методики в нашем случае требует своего исследования из-за существенно отличающейся «геометрии» транспортировки сцинтилляционных фотонов и желательности применения данной методики к работе нейтронного спектрометра с существенно меньшими амплитудами сцинтилляционных импульсов, как это было, например, в [20], в которой использовался порог регистрации по энергии электронов ≤ 60 кэВ. Понятно, что точность Δx определения координаты x определяется точностью Δt измерения времён t , которая, согласно [13], при $\Delta x \approx 1$ см должна быть лучше $\Delta t \approx 50$ пс.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ УЛУЧШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ И РАЗРЕШЕНИЯ СПЕКТРОМЕТРА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ НЦФМ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА ВРЕМЯКООРДИНАТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ

На первом этапе экспериментальной проверки метода мы использовали пластиковый сцинтиллятор, облучаемый коллимированным пучком β^- -частиц от стандартного ($^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$)-источника (диаметр отверстия коллиматора 3 мм). Этот коллимированный β^- -источник можно было перемещать вдоль сцинтиллятора.

Для экспериментального исследования был разработана установка (см. рис. 4), состоящая из β^- -источника и двух сцинтилляционных детекторов на основе пластиковых сцинтилляционных детекторов со своими фотумножителями. Основной

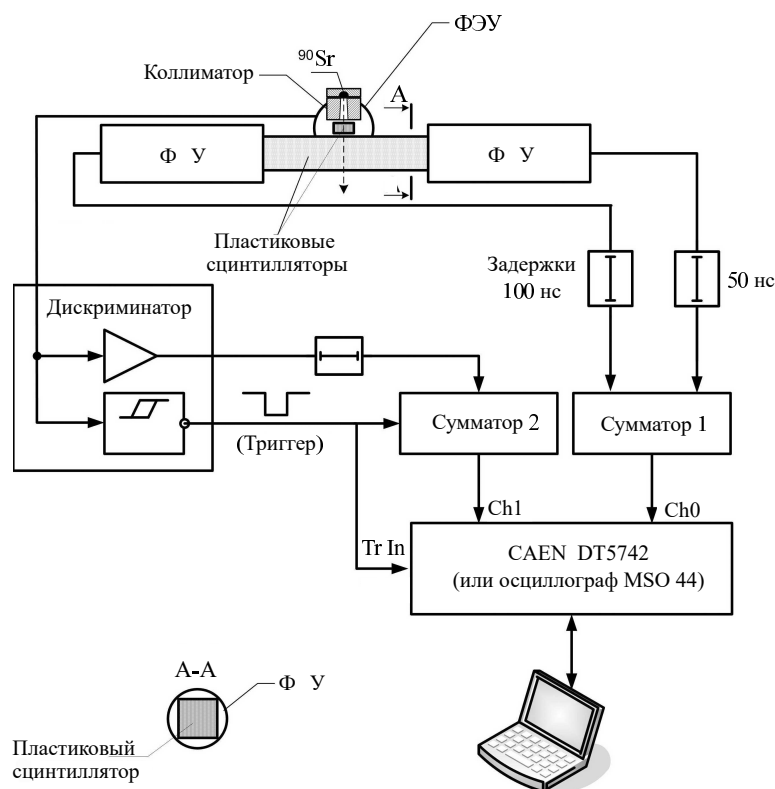


Рис. 4. Блок-схема установки, использованной при проведении описываемых исследований

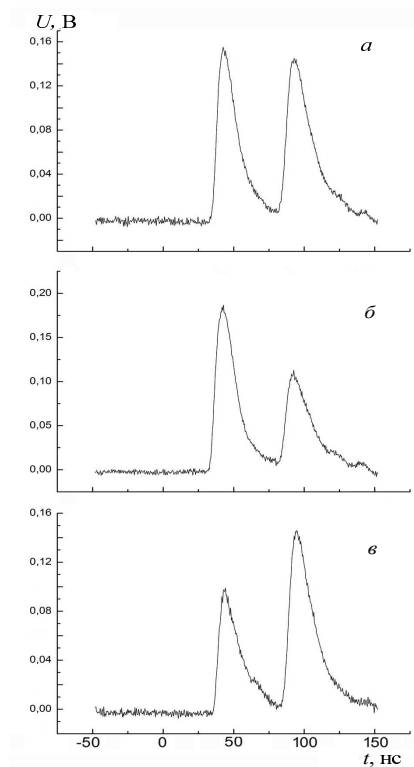
пластиковый сцинтиллятор длиной $l \approx 100$ мм и поперечным сечением $\approx (40 \text{ мм} \times 40 \text{ мм})$ просматривался с обоих своих торцов с помощью фотоумножителей ФЭУ₁ и ФЭУ₂, а дополнительный сцинтиллятор толщиной ≈ 4 мм служил для выработки триггерного сигнала, имел поперечные размеры $\approx (10 \text{ мм} \times 10 \text{ мм})$ и просматривался фотоумножителем ФЭУ₃. Для всех этих ФЭУ были использованы отечественные фотоумножители ФЭУ-143.

Чтобы исключить проблемы синхронизации каналов оцифровщиков и проверить возможность сокращения числа используемых каналов оцифровщиков в многоканальной системе, мы подавали сигналы ФЭУ на сумматоры и далее на оцифровщики DT5742 или цифровой осциллограф MSO44.

Характерные временные распределения пар импульсов на сумматоре от ФЭУ₁ и ФЭУ₂ для координат β^- -источника ($^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$) $x \approx (50$ (а); 20 (б); 80 (в)) мм даны на рис. 5.

Исследование пар амплитуд импульсов A_1 и A_2 показало, что определённые по достаточно большому числу сцинтилляций средние амплитуды сигналов ФЭУ зависят от расстояния от источника сцинтилляций до фотокатода ФЭУ, что может быть использовано для дополнительного контроля местоположения источника сцинтилляций при достаточно высокой амплитуде сигнала.

С другой стороны, положение источника сцинтилляций связано с совокупностью значений промежутков времени Δt между передними фронтами двух нормализованных импульсов от ФЭУ₁ и ФЭУ₂


 Рис. 5. Характерные временные зависимости для пар импульсов на сумматоре от ФЭУ₁ и ФЭУ₂ при значениях координаты β^- -источника ($^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$): $x \approx (50$ (а); 20 (б); 80 (в)) мм

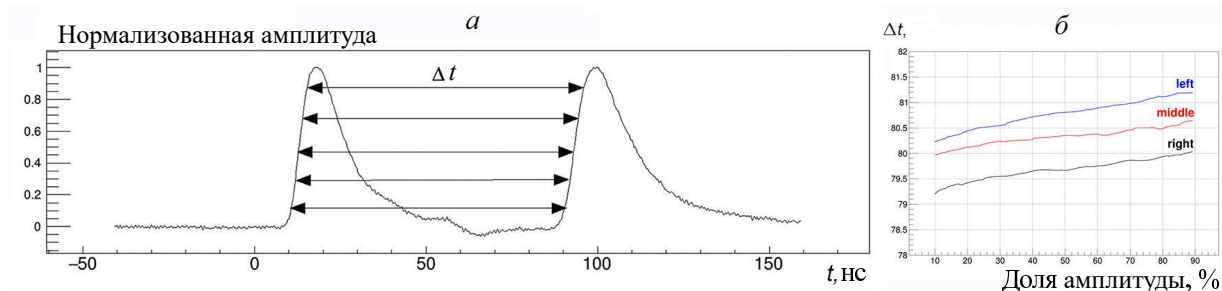


Рис. 6. *a* — Временные сдвиги Δt передних фронтов нормализованных импульсов от ФЭУ₁ и от ФЭУ₂ при разных уровнях их напряжения в долях от их нормализованной амплитуды; *б* — кривые разности времен между двумя импульсами в зависимости от доли нормализованной амплитуды, три графика отличаются друг от друга положением ($^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$)-источника: «left» — источник находится на расстоянии 2 см от ФЭУ₁ и 8 см от ФЭУ₂, «middle» — источник на расстоянии 5 см от ФЭУ₁ и от ФЭУ₂, «right» — источник на расстоянии 8 см от ФЭУ₁ и 2 см от ФЭУ₂

для каждой сцинтилляции. Рис. 6 относится к определению промежутка времени между двумя импульсами. Вместо того, чтобы вычислять одно значение промежутка времени между двумя импульсами, мы измеряли 100 значений между соответствующими точками, лежащими на фронтах, построенных с помощью линейной интерполяции экспериментальных отсчётов. Совокупность этих значений мы называем кривой разности времен Δt между двумя импульсами. На рис. 6, *a* показан график для Δt при одной и той же высоте передних фронтов нормализованных импульсов. На рис. 6, *б* приведены результаты измерений кривых разности времен между фронтами пар нормализованных импульсов. Всего были проанализированы 75 пар нормализованных импульсов — по 25 пар в каждом положении источника ($^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$). Полученные три кривые являются усредненными кривыми. Видно, что кривая разности времен зависит от положения источника и что она может быть использована для вычисления места нахождения источника по 25 измерениям (аналогично использованию средних амплитуд).

Однако целью настоящей работы является определение места каждой отдельной сцинтилляции. Эта задача может быть успешно решена, если предварительно откалибровать экспериментальную аппаратуру, измерив не три линии (см. рис. 6, *б*), а десятков калибровочных линий или более. Каждая такая калибровочная линия должна однозначно соответствовать координате сцинтилляции. Тогда, измерив линию отдельной сцинтилляции, мы могли бы подобрать наиболее близкую к ней калибровочную линию и тем самым найти координату точки сцинтилляции.

В этом методе есть существенные проблемы. Во-первых, на практике затруднительно провести калибровку с помощью нейтронов. Вместо нейтронов

придётся использовать либо бета-источник, либо космические мюоны. Насколько хороша такая замена — сказать трудно. Во-вторых, калибровочные линии должны быть почти стационарными во время проведения эксперимента, то есть слабо зависеть от электроники, колебаний температуры и т.п.

Отметим, что величина сдвига этих фронтов по времени и связанное с этим место сцинтилляции определяется как средняя величина для относительно большого количества точек (в нашем случае 32 точки), формирующих фронт импульса. Этим методом можно пробовать исследовать зависимость временной привязки для выделенных частей фронта, что может быть полезным для определения систематических ошибок, оценки влияния наложений и двойного рассеяния нейтронов в детекторе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из результатов проделанной работы следует, что имеются перспективы для существенного повышения эффективности регистрации нейтронов и улучшения временного разрешения при малых (~ 100 см) базах пролета спектрометра быстрых нейтронов, проектируемого для НЦФМ. Представляется также перспективным продолжение аналогичных исследований на аппаратуре, которая больше соответствует оборудованию в планируемых экспериментах (световых выход предполагаемых сцинтилляторов, собирание фотонов на фотоумножители с хорошей квантовой эффективностью и низкими шумами, электроника). Особое внимание следует обратить на разработку эффективных алгоритмов анализа получаемой информации.

[1] Sherman N.K., Ferdinande H.M., Lokan K.H., Ross C.K. // *Phys. Rev. Lett.* **35**. 1215 (1975).

[2] Вербицкий С.С., Лапик А.М., Ратнер Б.С. и др. // *ЯФ.* **72**. 420 (2009). (Verbitsky S.S., Lapik A.M., Ratner B.S. et al. // *Physics of Atomic Nuclei.* **72**.)

- 387 (2009)).
- [3] *Weller H.R., Ahmed M.W., Gao Haiyan et al. // Progress in Particle and Nuclear Physics. 62. 257 (2009).*
- [4] *Tornow W., Blike M., Finch S.W. et al. // Phys. Rev. C 98. 064305 (2018).*
- [5] *Johnson S.R., Janssens R.V.F., Friman-Gayer U. et al. // Phys. Rev. C 108. 024315 (2023).*
- [6] *Григоренко Л.В., Антоненко Н.В., Артюков И.А. и др. // ФИЗМАТ. 1, № 3–4. 123 (2023).*
- [7] *Шведунув В.И., Ермаков А.Н., Артюков И.А. и др. Разработка источника комптоновского излучения для исследований в области биологии медицины, материаловедения, быстропотекающих процессов, ядерной физики. Отчёт о научно-исследовательской работе. М.: НИИЯФ МГУ, 2022.*
- [8] *Винокуров Н.А., Левичев А.Е., Никифоров Д.А. и др. Составная часть научно-исследовательской работы «Проект ускорительного комплекса с максимальной энергией электронов 2 ГэВ. Отчёт № НИОКТР 123092600089-2. Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН. Новосибирск, 2023. 53 стр.; Никифоров Д.А., Винокуров Н.А. Накопительное кольцо для комптоновского гамма-источника в диапазоне 1–200 МэВ. XXVIII International Conference «Russian Particle Accelerators Conference RuPAC'23». Book of abstracts, pp. 93–94*
- [9] *Бельшев С.С., Варламов В.В., Джилавыян Л.З. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. № 8 (2025).*
- [10] *Бельшев С.С., Варламов В.В., Джилавыян Л.З. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 78, № 3. 2330204 (2023). (Belyshev S.S., Varlamov V.V., Dzhilavyan L.Z. et al. // Moscow Univ. Phys. Bull. 78, No. 3, 284 (2023)).*
- [11] *Lapik A.M., Dzhilavyan L.Z., Belyshev S.S. et al. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 88, N 8. 1191 (2024).*
- [12] *Sharpak K.G., Dich L., Fewrais L. // Nucl. Instr. and Meth. 15. 323 (1962).*
- [13] *Горн Л.С., Хазанов Б.И. // Позиционно-чувствительные детекторы. В: Библиотека по автоматике. Выпуск 625. М.: Энергоиздат, 1982. 65 стр.*
- [14] *Каплин В.А. // Короткопериодические вариации вторичного компонента космического излучения по наблюдениям на высотных аэростатах. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. Московский инженерно-физический институт. Москва. 1984. 214 с.*
- [15] *Григорьев В.А., Колубин А.А., Логинов В.А. // Электронные методы ядерно-физического эксперимента. М.: Энергоатомиздат. 1988. 336 с.*
- [16] *Phoude A. Van der. // International Review of Nuclear Physics. 7 in Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei (edited by J. Speth). Singapore: World Scientific, 1991. pp. 99–232.*
- [17] *Гуревич Г.М., Джилавыян Л.З., Долбилкин Б.С. и др. Проект программы исследований на Московском разрезном микротроне непрерывного действия с максимальной энергией ускоренных электронов 175 МэВ. Исследование возбуждения и распада C0, C1 и C2 гигантских резонансов в ($e, e'X$) совпадательных экспериментах. Препринт ИЯИ РАН. П-1040. Москва, 2000. 83 с.*
- [18] *Кустевич В.И., Трыков Л.А., Трыков О.А. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр (с органическим фосфором). М.: Атомиздат, 1971. 136 с.*
- [19] *Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М.: Изд. Иностранной литературы, 1956. 491 стр. (Heitler W. The Quantum Theory of Radiation. Oxford: Clarendon, 1954.)*
- [20] *Джилавыян Л.З., Лапик А.М., Недорезов В.Г. и др. // ЭЧАЯ 50, Вып. 5. 745 (2019). (Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Nedorezov V.G. et al. // Physics of Particles and Nuclei. 626 (2019)).*

Issues of Improving the Efficiency and Resolution of the Neutron Spectrometer for the National Center for Physics and Mathematics

A. M. Lapik¹, S.S. Belyshev², V.V. Varlamov³, L.Z. Dzhilavyan^{1,a}, A.A. Kuznetsov^{2,3},
A.L. Polonski¹, A.V. Rusakov¹, V.I. Shvedunov³

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

²*Department of Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*

³*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University. Moscow 119234, Russia*

E-mail: ^a dzhil@inr.ru

For γ -quantum energies in the E1 GR region, the following is analyzed: requirements for (γ, n) -experiments with fast neutron spectrometry; parameters of collimated Compton radiation sources HI γ S and NCPm; characteristics of the neutron spectrometer proposed for NCPm; principles of one-dimensional time-coordinate compensation for neutron spectrometer scintillators. Initial experiments have been conducted to study the possibilities of improving the efficiency and resolution of such a neutron spectrometer using the time-coordinate compensation method.

PACS: 25.20.-x

Keywords: collimated backscattered Compton γ -radiation, photonuclear reactions, electric dipole giant resonance, $(\gamma, n_{0,1;2})$ -reactions, time-of-flight and amplitude neutron spectrometers, time-coordinate compensation

Received 05 December 2024.

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2025. 80, No. , pp. .*

Сведения об авторах

1. Лапик Александр Михайлович — науч. сотр.; тел.: (499) 135-21-12, e-mail: lapik@inr.ru.
2. Бельшев Сергей Сергеевич — ассистент; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: belyshev@depni.sinp.msu.ru.
3. Варламов Владимир Васильевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотр.; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: vvvarlamov@gmail.com.
4. Джилаван Леонид Заенович — доктор физ.-мат. наук, вед. научн. сотр.; тел.: (499)-198-07-61, e-mail: dzhil@inr.ru; nucleus009@mail.ru.
5. Кузнецов Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, доцент, зам. директора, ст. научн. сотр.; e-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru.
6. Полонский Андрей Леонидович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.; тел.: e-mail: polonski@inr.ru.
7. Русаков Артур Владимирович — науч. сотр.; тел.: (499) 135-21-12, e-mail: rusakov@inr.ru.
8. Шведунов Василий Иванович — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотр.; тел.: (495) 939-24-51, e-mail: shvedunov@gmail.com.