

УДК 539.173.84:621.039

## ИСКАЖЕНИЯ РЕГИСТРАЦИИ НА ИМПУЛЬСНОМ ЛУЭ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ОТ $^{238}\text{U}$ -ФОТОДЕЛЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ В РЬ-ЗАЩИТЕ

© 2022 г. Л. З. Джилавян<sup>1</sup>\*, А. М. Лапик<sup>1</sup>, Л. Н. Латышева<sup>1</sup>, В. Н. Пономарев<sup>1</sup>,  
А. В. Русаков<sup>1</sup>, Н. М. Соболевский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: dzhil@inr.ru

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

После доработки 06.12.2021 г.

Принята к публикации 22.12.2021 г.

Рассмотрены искажения потоков и энергетических спектров быстрых нейтронов при регистрации на импульсном ускорителе электронов для образуемых при  $^{238}\text{U}$ -фотоделении запаздывающих нейтронов с помощью стильбенового сцинтилляционного спектрометра, размещенного в РЬ-защите. Рассмотрены зависимости этих искажений от энергии нейтронов и толщины стенок РЬ-защиты, выделены вклады процессов в стенах зала облучений.

DOI: 10.31857/S0367676522040093

### ВВЕДЕНИЕ

Из ядер-осколков от деления ядер-актиноидов испускаются и “мгновенные” нейтроны (МН, при временах относительно акта деления  $\lesssim 10^{-13}$  с, см., например, [1]), и запаздывающие нейтроны (ЗН, после  $\beta$ -распадов осколков с известными к настоящему времени периодами полураспада  $0.2 \text{ с} \lesssim T_{1/2} \lesssim 56 \text{ с}$ , см., например, [2]). При этом число ЗН  $\lesssim 10^{-2}$  от числа МН.

Кроме того, из ядер-осколков могут испускаться фотоны со сравнительно большими энергиями, проникающая способность которых, хотя и уступает характерной для быстрых нейтронов, но все же весьма значительна. В свою очередь среди таких фотонов из ядер-осколков можно аналогично выделить практически мгновенные фотоны и запаздывающие фотоны, составляющие часть фона фотонов при регистрации МН и ЗН соответственно. Могут образовываться и иные фоновые фотоны как от самих ядерных реакций под действием падающих частиц, но отличных от реакций деления, так и от распадов различных активированных ядер, образуемых в таких реакциях. Кроме того, свой вклад в фоновые фотоны могут вносить и ядерные реакции под действием вторичных частиц (прежде всего, вторичных нейтронов, вызывающих реакции их неупругого рассеяния и радиационных захватов).

В основном данные о ЗН получены из экспериментов под действием падающих нейтронов. Однако есть исследования ЗН и под действием падающих фотонов (см. наши работы [3–5], и соответствующие ссылки в них). Важные для работ [3–5] сечения реакции  $^{238}\text{U}$ -фотоделения при соответствующих энергиях падающих фотонов приведены, например, в [6]. Представляется, что эксперименты типа [3–5] перспективнее для преодоления методических ограничений снизу в интересующих  $T_{1/2}$  для ЗН, несмотря на то что на импульсных ускорителях электронов во время импульса пучка весьма велик дополнительный фон практически мгновенных фотонов от торможения электронов (особенно с энергиями фотонов  $E_\gamma \sim 0.511 \text{ МэВ}$ , и в рентгеновской области). С другой стороны, в [4, 5] показано, что фоном МН и фотонейтронов (от  $(\gamma, n)$ -реакций) при измерениях ЗН в [3–5] можно было пренебречь.

В [3–5] для регистрации ЗН использовался сцинтилляционный спектрометр быстрых нейтронов (ССБН) на основе монокристалла стильбена, располагаемый в практически закрытой со всех сторон РЬ-защите с толщиной стенок  $t$ . Задача настоящей работы – рассмотреть для нейтронов различных начальных энергий при ряде значений  $t$  искажения в регистрируемых потоках и спектрах ЗН из-за взаимодействия ЗН с атомными ядрами в такой РЬ-защите.

## ОСОБЕННОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОБОРУДОВАНИЯ

Экспериментальные исследования ЗН в [3–5] проводились в ИИИ РАН на импульсном линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5 [7], расположенном вместе со своей системой транспортировки пучка электронов в закрытом зале, и были направлены на поиск короткоживущих компонент ЗН с малыми  $T_{1/2}$  (вплоть до  $\sim 1$  мс) при  $^{238}\text{U}$ -фотоделении. Для [3–5] соответственно параметры пучка электронов в этих исследованиях: кинетическая энергия ускоренных электронов  $E_e \cong 10$  МэВ; длительность импульсов пучка  $\tau \approx 3$  мкс; частота повторений этих импульсов  $\nu = (50; 60; 300) \text{ с}^{-1}$ ; средний ток пучка  $I_{\text{cp}} \approx (0.06; 0.1; 0.016) \text{ мкА}$  (при этом  $\approx (7.5 \cdot 10^9; 10^{10}; 3.3 \cdot 10^8)$  электрон/импульс).

В [3–5] пучок электронов из ЛУЭ-8-5 проходил часть системы транспортировки пучка и выпускался из электропровода через титановую фольгу толщиной 50 мкм на располагаемую на электрически изолированной подставке мишень из металлического урана, имеющую естественный изотопный состав и толщину 2.2 см (что составляет  $\approx 6.9X_0$ , где  $X_0 \approx 0.32$  см – радиационная длина металлического урана [8, 9]). При этом содержание  $^{238}\text{U}$  составляет  $\cong 99.27\%$  [10]. Пробег электронов с  $E_e \cong 10$  МэВ в металлическом уране  $\approx X_0$  для него [11]. В такой мишени образуются тормозные  $\gamma$ -кванты [9], которые в основном и вызывают акты деления  $^{238}\text{U}$  (согласно, например, [12] для указанных толщины мишени и энергии падающих на нее электронов можно пренебречь вкладом реакции электроядерного деления).

В [3–5] образующиеся при  $^{238}\text{U}$ -фотоделении ЗН регистрировались сцинтилляционным спектрометром быстрых нейтронов (ССБН) на основе монокристалла стибьбена (толщина 50 мм, диаметр 50 мм), который “просматривается” фотоэлектронным множителем (ФЭУ).

Большая загрузка ССБН во время импульса пучка может приводить к существенным искажениям регистрации искомым ЗН, включая даже “ослепление” ФЭУ спектрометра (когда усиление ФЭУ резко падает), появляющееся при пучке и продолжающееся некоторое время после него (см. об этом, например, в нашей работе [13]). Для ослабления влияния большой импульсной загрузки ССБН в [13] (а затем и в [5]) был использован управляемый делитель для питания ФЭУ.

Для подавления влияния относительно большого фотонного фона на регистрацию ЗН уже за пределами упомянутых в предыдущем абзаце временных интервалов и при пучке, и после него в работах [3–5] был использован метод дискриминации фотонов от быстрых нейтронов, основанный на различиях формы импульсов сцинтилля-

ции от них (см., в [3, 4] более подробно о применении этого метода нами).

Кроме того, в [3–5] для ослабления фотонного фона (особенно от рентгеновских фотонов) кристалл стибьбена и ФЭУ размещались внутри практически закрытой со всех сторон свинцовой пассивной защиты с толщиной всех стен  $t$ . Выяснение роли такой защиты в возможных искажениях регистрации потоков и энергетических спектров быстрых нейтронов с различными кинетическими энергиями  $E_n$  при разных значениях толщины  $t$  и является, как уже было указано, задачей настоящей работы.

## ОПИСАНИЕ ТРАНСПОРТА НЕЙТРОНОВ ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ

Для нахождения искажений потоков и энергетических спектров быстрых нейтронов, образуемых при исследованиях ЗН от фотоделения  $^{238}\text{U}$  [3–5] на ЛУЭ-8-5, при размещении стибьбенового монокристалла и ФЭУ из состава нашего ССБН в зале ускорителя с применением свинцовой пассивной защиты в настоящей работе были проведены модельные расчеты по использующим метод статистических испытаний программам SHIELD и LOENT [14–16]. На сайте транспортной программы SHIELD [15] доступно краткое описание программы LOENT (подробное же описание этой программы см. в [16]). Программа LOENT может работать как самостоятельно, так и совместно с программой SHIELD [14, 15], с которой у них имеется общий геометрический модуль и ряд общих подпрограмм.

Поскольку цель моделирования – выявление существенных искажений потоков и энергетических спектров ЗН и получение указаний для оптимизации расположения оборудования, то в расчетах был выбран упрощенный вариант экспериментальной установки, отражающий все основные черты расположения детекторов в будущих измерениях. Такое упрощение позволяет легче варьировать геометрические размеры и физические характеристики материалов объектов. При проведении более точных, но в десятки раз более обширных расчетов предполагается использовать конфигурацию оборудования, аккуратнее отражающую реальность. Тем не менее, предполагается, что такой упрощенный учет состава и расположения оборудования пригоден для выявления существенных искажений в регистрации потоков и спектров ЗН.

Искомое рассмотрение проводится в расчетах для зала ускорителя, для которого предполагается, что его внутренняя часть заполнена воздушной смесью с полной плотностью  $1.205 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  (используемый в проведенных расчетах элементный состав воздушной смеси см. в табл. 1, где для каждого элемента:  $Z$  и  $A$  – атомные номер и вес;  $\rho$  –

**Таблица 1.** Элементный состав использованной в расчетах воздушной смеси с полной плотностью  $1.205 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$

| Элемент  | $Z$ | $A$     | $\rho \cdot 10^3, \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ |
|----------|-----|---------|---|
| Азот     | 7   | 14.0067 | 0.879   |
| Кислород | 8   | 15.9994 | 0.326   |

**Таблица 2.** Элементный состав использованного в расчетах тяжелого бетона с полной плотностью  $3.6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$

| Элемент  | $Z$ | $A$     | $\rho, \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ |
|----------|-----|---------|--|
| Водород  | 7   | 14.0067 | 0.040917                               |
| Кислород | 8   | 15.9994 | 0.76775                                |
| Магний   | 12  | 24.3120 | 0.0037361                              |
| Алюминий | 13  | 26.9815 | 0.013101                               |
| Кремний  | 14  | 28.0880 | 0.31726                                |
| Кальций  | 20  | 40.0800 | 0.13926                                |
| Железо   | 26  | 55.8470 | 2.3180                                 |

парциальная плотность). Внутри этот зал представляет собой куб с размером ребра 10.8 м.

При описании геометрических условий, примененных в этом учете, используется прямоугольная система координат, в которой плоскость “ху” является горизонтальной и совпадает с плоскостью пола зала облучений. При этом центр этой системы координат совпадает с центром квадрата пола зала, оси “х” и “у” параллельны сторонам квадрата пола зала, а ось “z” – вертикаль.

Зал облучений окружен “глухим кожухом” из стен, пола и потолка (в основных расчетах с заполнением из тяжелого бетона, имеющего полную плотность  $3.6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  и толщину 60 см по всем осям, см. использованный при проведенном рассмотрении элементный состав этого бетона в табл. 2 с характеристиками  $Z$ ,  $A$  и  $\rho$ , аналогичными приведенным выше для табл. 1).

На оси “z” указанной системы координат находится центр вытянутого по координате “у” параллелепипеда полости, заполненный вышеуказанной воздушной смесью. У этого параллелепипеда плоскости граней, перпендикулярных осям “х”, “у”, “z” и попарно параллельны плоскостям “уз”, “xz”, “ху” соответственно. Этот параллелепипед имеет размеры: по оси “х” от  $-7.5$  до  $+7.5$  см; по оси “у” от  $-27.5$  до  $+27.5$  см; по оси “z” от  $+115$  до  $+130$  см. Такие размеры этой заполненной воздушной смеси полости заведомо достаточны для размещения в ней кристалла стилибена и ФЭУ.

Параллелепипед такой воздушной полости окружен практически закрытой со всех сторон защитой из свинца с плотностью  $\rho = 11.34 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$

и с толщиной стенок  $t$  по всем осям вышеуказанной прямоугольной системы координат. Величина  $t$  принимает различные значения  $t = (0; 2; 5; 10; 15)$  см. При этом умозрительно выделяется в этой воздушной полости цилиндр, у которого границы повторяют границы кристалла стилибена в ССБН (толщина 50 мм и диаметр 50 мм), ось вращения – параллельна оси “у”, а координаты центра:  $x_{\text{ц}} = 0$  см;  $y_{\text{ц}} = -22.5$  см,  $z_{\text{ц}} = +122.5$  см. Взаимодействия нейтронов в стилибене и функция отклика такого сцинтилляционного детектора могут быть рассчитаны с помощью специальных программ.

В проведенных расчетах используется изотропный точечный источник нейтронов, испускающий монохроматические нейтроны с разными начальными кинетическими энергиями  $E_{n \text{ нач}}$ . При этом для такого источника нейтронов выбраны следующие координаты:  $x_{\text{и}} = +5$  см;  $y_{\text{и}} = -27.5$  см,  $z_{\text{и}} = +150$  см.

В проведенных расчетах вычисляются потоки нейтронов, пересекающих границы рассматриваемых слоев (внутри некоторого слоя или в противоположном направлении). В эти слои входят: 1 – внешний “кожух” зала облучений (стены, пол и потолок (все с толщиной 60 см)); 2 – зал облучений; 3 – Pb-защита; 4 – полость внутри Pb-защиты без входящей в нее полости под стилибен; 5 – полость под стилибен. Кроме того, вычисляется поток нейтронов, покидающих наружу область 1. В расчетах моделируется перенос первичных нейтронов из источника с различными начальными кинетическими энергиями. Для выяснения роли столкновений быстрых нейтронов с атомными ядрами веществ, заполняющих упомянутые выше слои проводились отдельные расчеты с измененными заполнениями этих слоев, а именно, использовались замены свинца и/или бетона на вышеуказанную воздушную смесь.

## ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе представлены результаты проведенных расчетов транспорта монохроматических нейтронов при 30 вариантах наборов параметров для:

- трех значений кинетических энергий нейтронов из источника  $E_{n \text{ нач}} = (0.5; 1.0; 1.5)$  МэВ, характерных для спектров ЗН (см., например, [3, 4]);

- пяти значений толщины  $t = (0; 2; 5; 10; 15)$  см стенок Pb-защиты вокруг полостей, заполненных вышеуказанной воздушной смесью с полной плотностью  $1.205 \cdot 10^{-3} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  (см. табл. 1) и предназначенных для монокристалла стилибена и ФЭУ.

- двух типов заполнения внешнего “кожуха” зала облучений: указанные воздушная смесь либо тяжелый бетон.

**Таблица 3.** Спектры нейтронов, попадающих в цилиндрическую полость для стильбена, при:  $E_{n \text{ мин}} = 0.01$  МэВ;  $\Delta E_n = 0.1$  МэВ; испускании из источника  $10^7$  нейтронов с  $E_{n \text{ нач}} = 0.5$  МэВ

|                         |                       | $(\Delta N_n)_i$ |            |             |             |                        |              |            |             |             |                        |
|-------------------------|-----------------------|------------------|------------|-------------|-------------|------------------------|--------------|------------|-------------|-------------|------------------------|
|                         |                       | Стены–бетон      |            |             |             |                        | Стены–воздух |            |             |             |                        |
|                         |                       | Рb               |            |             |             | Воздух<br>вместо<br>Рb | Рb           |            |             |             | Воздух<br>вместо<br>Рb |
| $i$                     | $\Delta E_n$ ,<br>МэВ | $t = 2$ см       | $t = 5$ см | $t = 10$ см | $t = 15$ см | любая<br>из этих $t$   | $t = 2$ см   | $t = 5$ см | $t = 10$ см | $t = 15$ см | любая<br>из этих $t$   |
| 1                       | 0.0–0.1               | 255              | 459        | 1047        | 1805        | 180                    | 70           | 308        | 959         | 1581        | 0                      |
| 2                       | 0.1–0.2               | 89               | 94         | 142         | 236         | 89                     | 9            | 37         | 108         | 273         | 0                      |
| 3                       | 0.2–0.3               | 80               | 65         | 86          | 408         | 69                     | 3            | 14         | 51          | 387         | 0                      |
| 4                       | 0.3–0.4               | 210              | 220        | 674         | 3180        | 230                    | 100          | 126        | 644         | 3187        | 83                     |
| 5                       | 0.4–0.5               | 30 129           | 34 276     | 39 291      | 42 386      | 27 984                 | 29 845       | 33 821     | 39 409      | 41 863      | 27 882                 |
| $\sum_i (\Delta N_n)_i$ |                       | 30 763           | 35 114     | 41 240      | 48 015      | 28 552                 | 30 027       | 34 306     | 41 171      | 47 291      | 27 965                 |

В расчетах каждый раз (из их полного числа 30) моделируется перенос  $N_{ni} = 10^7$  начальных (первичных) быстрых нейтронов из источника в следующие зоны (отсчитывая от периферии):

- Зона 1. Внешний “кожух” для куба зала облучений.
- Зона 2. Зал облучений (без зон 3–5), заполненный воздушной смесью.
- Зона 3. Свинцовая пассивная защита.
- Зона 4. Заполненный указанной воздушной смесью параллелепипед полости для стильбенового детектора и ФЭУ, но без цилиндра зоны 5 для размещения стильбенового детектора.
- Зона 5. Цилиндр, заполненный указанной воздушной смесью, являющийся умозрительно выделенной частью зоны 4. Этот цилиндр соответствует месту для монокристалла стильбена. Поток и энергетические спектры нейтронов, проходящих через него при различных условиях, – основной результат данной работы.

В проведенных расчетах с учетом выбранных типичных значений  $E_{n \text{ нач}}$  разыгрываются ядерные реакции под действием нейтронов: упругого рассеяния; неупругого рассеяния; захвата нейтронов (когда в выходных каналах реакций нет нейтронов). При этом вычисляются изменения и направления движения нейтрона, и его кинетической энергии  $E_n$ .

В расчетах программа перестает “отслеживать” транспорт нейтрона, когда:

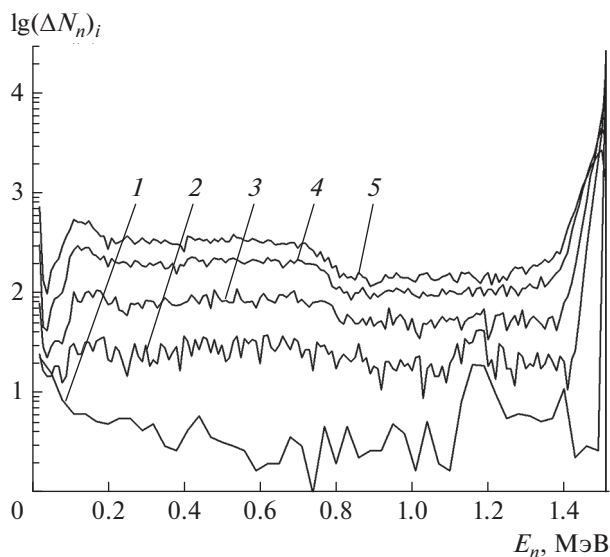
- нейтрон претерпевает реакцию захвата;
- $E_n \leq E_{n \text{ мин}} = 0.01$  МэВ;

- нейтрон выходит из “кожуха” зала облучений (то есть из зоны 1) наружу.

В программе в каждом из указанных 30 вариантов рассчитываются и выводятся суммарные количества  $(N_n)_{j \rightarrow k}$  для нейтронов, вышедших из зоны  $j$  в зону  $k$  (для зон, имеющих общую границу). Кроме того, рассчитываются и выводятся количества нейтронов  $N_{n \text{ выход}}$ , выходящих из внешнего “кожуха” зала облучений (то есть из зоны 1) наружу. При этом у найденных  $(N_n)_{j \rightarrow k}$  и  $N_{n \text{ выход}}$  ошибки – статистические.

Были рассчитаны гистограммы  $(\Delta N_n)_i$  при  $E_{n \text{ мин}} = 0.01$  МэВ для нейтронов, попадающих в зону 5 по их кинетической энергии  $E_n$  с шагом  $\Delta E_n = 0.1$  МэВ (полученные со статистическими ошибками данные для таких гистограмм  $(\Delta N_n)_i$  при  $E_{n \text{ нач}} = (0.5; 1.0; 1.5)$  МэВ приведены в табл. 3; 4; 5). Кроме того, аналогично были получены данные для такого типа гистограмм  $(\Delta N_n)_i$  по  $E_n$  при  $E_{n \text{ мин}} = 0.01$  МэВ и шаге  $\Delta E_n = 0.01$  МэВ. В качестве примера на рис. 1 приведены зависимости  $(\Delta N_n)_i$  при  $E_{n \text{ мин}} = 0.01$  МэВ для нейтронов, попадающих в зону 5, по их кинетической энергии  $E_n$  для  $E_{n \text{ нач}} = 1.5$  МэВ и  $t = (0; 2; 5; 10; 15)$  см. На рис. 2 приведены зависимости  $\sum_i (\Delta N_n)_i$  от  $t$  (при  $t = (0; 2; 5; 10; 15)$  см) для  $E_{n \text{ нач}} = (0.5; 1.0; 1.5)$  МэВ.

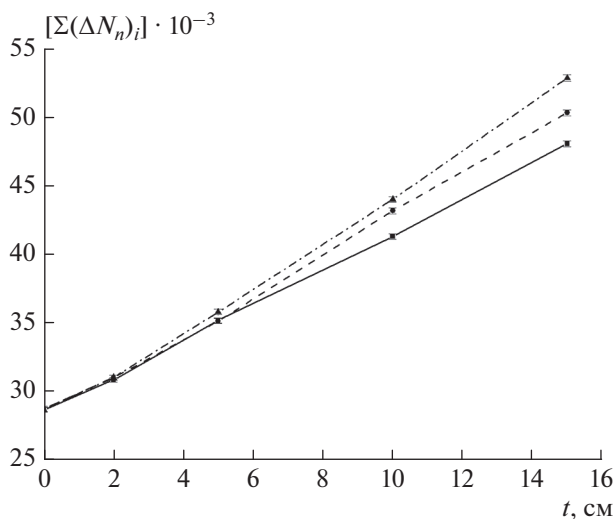
Прежде чем переходить к анализу основных результатов, связанных с использованием свинцовой защиты, укажем некоторые полезные следствия наших расчетов, относящиеся к бетонным стенам, полу и потолку зала облучений (зона 1) и заполняющей этот зал воздушной смеси:



**Рис. 1.** Зависимости  $(\Delta N_n)_i$  при  $E_n \text{ мин} = 0.01$  МэВ и  $E_n \text{ нач} = 1.5$  МэВ для нейтронов, попадающих в зону 5 (вместо стильбена), от их кинетической энергии  $E_n$ . 1 –  $t = 0$  см; 2 –  $t = 2$  см; 3 –  $t = 5$  см; 4 –  $t = 10$  см; 5 –  $t = 15$  см.

• Когда зона 1 заполнена вышеуказанным тяжелым бетоном, для выбранных значений начальных энергий нейтронов из источника  $E_{n \text{ нач}}$  расчетные отношения  $(N_{n \text{ выход}}/N_{n \text{ и}}) \lesssim 10^{-5}$ . То есть защита, обеспечиваемая таким внешним “кожухом” зала облучений весьма эффективна.

• С другой стороны, в проводимом здесь изучении, видимо, следует рассматривать в качестве базовых (идеализированных) случаи, когда зона 1 (при ее толщине 60 см) и зона 3 заполнены вышеуказанной воздушной смесью. Расчеты дают при этом числа  $N_n \approx 27700$  для нейтронов с  $E_n = E_{n \text{ нач}}$ . В этих случаях, согласно используемой модели, нейтроны испытывают только относительно редкие столкновения с легкими ядрами азота или кислорода, сопровождающиеся, как уже указывалось, и изменениями направления движения нейтрона и уменьшением его кинетической энергии  $E_n$ . Поэтому с учетом того, что расстояние между источником нейтронов и центром цилиндрической полости, предназначенной для размещения стильбенового детектора (зона 5) составляет только  $\cong 28.4$  см, можно считать, что отношение числа нейтронов с  $E_n = E_{n \text{ нач}}$  к числу нейтронов  $N_{n \text{ и}}$ , испущенных из источника, примерно равно телесному углу  $0.28 \cdot 10^{-2}$ , “стягиваемому” из точечного источника нейтронов зоной 5 и измеряемому в долях полного телесного угла  $4\pi$ . При этом во всех случаях добавок в  $\sum_i (\Delta N_n)_i$  от нейтронов всех энергий  $E_n < E_{n \text{ нач}}$  составляет только  $\lesssim 0.8\%$ . Отметим: в отличие от предыдущего пункта здесь  $(N_{n \text{ выход}}/N_{n \text{ и}}) \gtrsim 99.8\%$ .



**Рис. 2.** Зависимости  $\sum_i (\Delta N_n)_i$  от толщины свинца  $t$  для  $E_n \text{ нач} = (0.5; 1.0; 1.5)$  МэВ (квадраты, кружки и треугольники, соединяемые отрезками сплошных, штриховых и штрихпунктирных прямых линий соответственно).

• Для случаев, когда зона 1 заполнена вышеуказанным тяжелым бетоном, а зона 3 (при ее толщине 2 см) заполнена вышеуказанной воздушной смесью расчеты с точностью их ошибок дают числа нейтронов с  $E_n = E_{n \text{ нач}}$ , совпадающие с имеющимися в предыдущем пункте. Хотя здесь добавок в  $\sum_i (\Delta N_n)_i$  от нейтронов всех энергий  $E_n < E_{n \text{ нач}}$  больше, чем в предыдущем пункте, но он составляет  $\lesssim 3\%$ , т.е. тоже довольно мал.

• Для основных же случаев, когда зона 1 заполнена вышеуказанным тяжелым бетоном, а зона 3 (при ее толщине  $t = (2; 5; 10; 15)$  см) заполнена свинцом, расчеты дают числа нейтронов  $N_n$  с  $E_n = E_{n \text{ нач}}$  и добавки к  $\sum_i (\Delta N_n)_i$  от нейтронов с  $E_n < E_{n \text{ нач}}$  (последние здесь существенно больше, чем во втором и третьем пунктах последнего списка). Так, для  $E_n \text{ нач} = 1.00$  МэВ эти две величины попарно составляют (18744 и 12168); (10463 и 24589); (4024 и 39084); (1424 и 48859) для значений  $t = (2; 5; 10; 15)$  см соответственно, тогда как пик около  $E_n \text{ макс} = E_n \text{ нач} = 1.00$  МэВ немного “съезжает” вниз и у него появляется заметная ширина. Из совокупности полученных результатов расчетов, приведенных в табл. 3; 4; 5, а также для  $t = (0; 2; 5; 10; 15)$  см на рис. 1 для  $E_n \text{ нач} = 1.50$  МэВ и рис. 2 для  $\sum_i (\Delta N_n)_i$  и  $E_n \text{ нач} = (0.50; 1.00; 1.50)$  МэВ следует, что введение свинцовой защиты для сцинтилляционного спектрометра быстрых нейтронов, используемого в наших исследованиях запаздывающих нейтронов от реакций фотоделения ядер-актиноидов, приводит к серьезным иска-

**Таблица 4.** Спектры нейтронов, попадающих в цилиндрическую полость для стилибена, при:  $E_{n \text{ мин}} = 0.01$  МэВ;  $\Delta E_n = 0.1$  МэВ; испускании из источника  $10^7$  нейтронов с  $E_{n \text{ нач}} = 1$  МэВ

|                         |                           | $(\Delta N_n)_i$   |                    |                     |                     |                        |                    |                    |                     |                     |                        |
|-------------------------|---------------------------|--------------------|--------------------|---------------------|---------------------|------------------------|--------------------|--------------------|---------------------|---------------------|------------------------|
|                         |                           | Стены–бетон        |                    |                     |                     |                        | Стены–воздух       |                    |                     |                     |                        |
|                         |                           | Рь                 |                    |                     |                     | Воздух<br>вместо<br>Рь | Рь                 |                    |                     |                     | Воздух<br>вместо<br>Рь |
| $i$                     | $\Delta E_n, \text{ МэВ}$ | $t = 2 \text{ см}$ | $t = 5 \text{ см}$ | $t = 10 \text{ см}$ | $t = 15 \text{ см}$ | любая<br>из этих $t$   | $t = 2 \text{ см}$ | $t = 5 \text{ см}$ | $t = 10 \text{ см}$ | $t = 15 \text{ см}$ | любая<br>из этих $t$   |
| 1                       | 0.0–0.1                   | 182                | 400                | 1140                | 2475                | 138                    | 66                 | 277                | 1140                | 2531                | 0                      |
| 2                       | 0.1–0.2                   | 299                | 866                | 2449                | 4251                | 81                     | 224                | 845                | 2345                | 4283                | 0                      |
| 3                       | 0.2–0.3                   | 163                | 411                | 1133                | 2073                | 41                     | 101                | 376                | 1055                | 2007                | 0                      |
| 4                       | 0.3–0.4                   | 149                | 357                | 1030                | 1848                | 48                     | 75                 | 356                | 995                 | 1908                | 0                      |
| 5                       | 0.4–0.5                   | 155                | 399                | 1104                | 1911                | 52                     | 123                | 351                | 1074                | 1936                | 0                      |
| 6                       | 0.5–0.6                   | 153                | 398                | 1042                | 2052                | 35                     | 118                | 363                | 1062                | 1869                | 1                      |
| 7                       | 0.6–0.7                   | 148                | 428                | 1107                | 1930                | 62                     | 100                | 392                | 1044                | 1928                | 1                      |
| 8                       | 0.7–0.8                   | 344                | 545                | 1046                | 1884                | 250                    | 201                | 420                | 1001                | 1824                | 66                     |
| 9                       | 0.8–0.9                   | 186                | 463                | 1989                | 4571                | 134                    | 136                | 408                | 1948                | 4500                | 65                     |
| 10                      | 0.9–1.0                   | 29133              | 30785              | 31068               | 27288               | 27773                  | 29028              | 30893              | 30748               | 27243               | 27773                  |
| $\sum_i (\Delta N_n)_i$ |                           | 30912              | 35052              | 43108               | 50283               | 28647                  | 30172              | 34681              | 42412               | 50029               | 27906                  |

**Таблица 5.** Спектры нейтронов, попадающих в цилиндрическую полость для стилибена, при:  $E_{n \text{ мин}} = 0.01$  МэВ;  $\Delta E_n = 0.1$  МэВ; испускании из источника  $10^7$  нейтронов с  $E_{n \text{ нач}} = 1.5$  МэВ

|                         |                           | $(\Delta N_n)_i$   |                    |                     |                     |                        |                    |                    |                     |                     |                        |
|-------------------------|---------------------------|--------------------|--------------------|---------------------|---------------------|------------------------|--------------------|--------------------|---------------------|---------------------|------------------------|
|                         |                           | Стены–бетон        |                    |                     |                     |                        | Стены–воздух       |                    |                     |                     |                        |
|                         |                           | Рь                 |                    |                     |                     | Воздух<br>вместо<br>Рь | Рь                 |                    |                     |                     | Воздух<br>вместо<br>Рь |
| $i$                     | $\Delta E_n, \text{ МэВ}$ | $t = 2 \text{ см}$ | $t = 5 \text{ см}$ | $t = 10 \text{ см}$ | $t = 15 \text{ см}$ | любая<br>из этих $t$   | $t = 2 \text{ см}$ | $t = 5 \text{ см}$ | $t = 10 \text{ см}$ | $t = 15 \text{ см}$ | любая<br>из этих $t$   |
| 1                       | 0.0–0.1                   | 167                | 363                | 1143                | 2721                | 131                    | 57                 | 285                | 1089                | 2590                | 0                      |
| 2                       | 0.1–0.2                   | 304                | 968                | 2598                | 4621                | 51                     | 238                | 947                | 2553                | 4540                | 0                      |
| 3                       | 0.2–0.3                   | 243                | 774                | 2062                | 3474                | 54                     | 228                | 803                | 2054                | 3560                | 0                      |
| 4                       | 0.3–0.4                   | 255                | 817                | 1939                | 3249                | 39                     | 212                | 780                | 1995                | 3286                | 0                      |
| 5                       | 0.4–0.5                   | 311                | 912                | 2210                | 3549                | 41                     | 242                | 828                | 2162                | 3554                | 0                      |
| 6                       | 0.5–0.6                   | 296                | 873                | 2164                | 3540                | 26                     | 256                | 878                | 2132                | 3439                | 0                      |
| 7                       | 0.6–0.7                   | 332                | 942                | 2128                | 3255                | 26                     | 272                | 845                | 2148                | 3345                | 0                      |
| 8                       | 0.7–0.8                   | 260                | 804                | 1751                | 2549                | 24                     | 257                | 778                | 1707                | 2546                | 0                      |
| 9                       | 0.8–0.9                   | 225                | 540                | 1034                | 1450                | 34                     | 192                | 496                | 1040                | 1485                | 0                      |
| 10                      | 0.9–1.0                   | 184                | 550                | 1061                | 1458                | 39                     | 161                | 486                | 992                 | 1433                | 0                      |
| 11                      | 1.0–1.1                   | 176                | 503                | 1003                | 1500                | 27                     | 177                | 491                | 1030                | 1419                | 0                      |
| 12                      | 1.1–1.2                   | 326                | 561                | 1067                | 1500                | 143                    | 213                | 615                | 1085                | 1494                | 54                     |
| 13                      | 1.2–1.3                   | 213                | 553                | 1102                | 1588                | 75                     | 227                | 508                | 1067                | 1608                | 47                     |
| 14                      | 1.3–1.4                   | 211                | 567                | 1470                | 2305                | 68                     | 192                | 572                | 1503                | 2320                | 20                     |
| 15                      | 1.4–1.5                   | 27432              | 25993              | 21211               | 16065               | 27830                  | 27160              | 25592              | 21022               | 16147               | 27763                  |
| $\sum_i (\Delta N_n)_i$ |                           | 30935              | 35720              | 43943               | 52824               | 28608                  | 30084              | 34904              | 43579               | 52766               | 27884                  |

жениям в регистрируемых спектрах  $(\Delta N_n)_i = f(E_n)_i$  и потоках  $\sum_i (\Delta N_n)_i$  этих нейтронов. Уровни этих изменений таковы, что необходим их достаточно точный учет, например, путем введения соответствующей детализированной функции отклика стильбенового детектора быстрых нейтронов, находящегося в определенной свинцовой защите. Естественно предположить, что находить и использовать такие функции проще для меньших толщин Pb-защиты. Так что нужны дальнейшие расчетные и экспериментальные исследования по оптимизации толщины такой защиты.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модельным путем исследовано влияние “глубокого” свинцового “кожуха” на корректность регистрации потоков и спектров быстрых запаздывающих нейтронов от фотоделения ядер-актиноидов на импульсном линейном ускорителе электронов. Показано, что искажения регистрируемых спектров и особенно потоков существенны, быстро растут с увеличением толщины свинцовой защиты и нуждаются в своей тщательной оптимизации между уменьшением фона и вносимыми искажениями. После оптимизации установки могут быть внесены поправки к функции отклика сцинтилляционного детектора. Дополнительная матрица энергия-амплитуда, может быть точно рассчитана таким путем и использована при получении потоков и энергетических распределений запаздывающих нейтронов.

Таким образом, полученные данные важны для оптимизации защиты детекторов и внесения коррекции в выходы нейтронов и энергетические распределения нейтронов, получаемых в ходе измерений.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Книга 1. Физика атомного ядра. Ч. II. Ядерные взаимодействия. М.: Энергоатомиздат, 1993. 320 с.
2. Пиксайкин В.М., Егоров А.С., Гремячкин Д.Е., Митрофанов К.В. // ВАНТ. Сер. Ядерн. конст. 2019. № 1. С. 184.
3. Джилавыян Л.З., Ланик А.М., Недорезов В.Г. и др. // ЭЧАЯ. 2019. Т. 50. № 5. С. 745; Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Nedorezov V.G. et al. // Phys. Part. Nucl. 2019. V. 50. No. 5. P. 626.
4. Джилавыян Л.З., Ланик А.М., Недорезов В.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 468; Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Nedorezov V.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 3. P. 356.
5. Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Latysheva L.N. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2021. V. 84. P. 1610.
6. Джилавыян Л.З., Недорезов В.Г. // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1529; Dzhilavyan L.Z., Nedorezov V.G. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. P. 1444.
7. Недорезов В.Г., Пономарев В.Н., Солодухов Г.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 9. С. 1275; Nedorezov V.G., Ponomarev V.N., Solodukhov G.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 9. P. 1158.
8. Rossi B., Greizen K. // Rev. Mod. Phys. 1941. V. 13. P. 240.
9. Seltzer S.M., Berger M.J. // Nucl. Instrum. Meth. B. 1985. V. 12. P. 95.
10. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi>.
11. Pages L., Bertel E., Joffre H., Sklavenitis L. Pertes d'énergie, parcours et rendement de freinage pour les électrons de 10 keV à 100 MeV dans les éléments simples et quelques composés chimiques. Rapport CEA-R-3942. Saclay: Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, 1970.
12. Сорокин П.В. // В кн.: Труды II сем. “Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях”. М.: Наука, 1973. С. 348.
13. Джилавыян Л.З., Ланик А.М., Русаков А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 525; Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Rusakov A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 474.
14. Dementyev A.V., Sobolevsky N.M. // Radiat. Meas. 1999. V. 30. P. 533.
15. <https://www.inr.ru/shield>.
16. Латышева Л.Н., Соболевский Н.М. LOENT – программа моделирования переноса нейтронов в сложных геометриях методом Монте-Карло. Препринт ИЯИ РАН № 1200/2008, 2008. 38 с.

## Distortions in registration of delayed neutrons from $^{238}\text{U}$ -photofission at pulsed electron linac by scintillation spectrometer in Pb-shield

L. Z. Dzhilavyan<sup>a,\*</sup>, A. M. Lapik<sup>a</sup>, L. N. Latysheva<sup>a</sup>, V. N. Ponomarev<sup>a</sup>,  
A. V. Rusakov<sup>a</sup>, N. M. Sobolevsky<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

\*e-mail: dzhil@inr.ru

Distortions in registration of fluxes and energy spectra of delayed neutrons produced at a pulsed electron linear accelerator from  $^{238}\text{U}$ -photofission, in the case of using for registration a stilbene scintillation spectrometer located in a Pb-shield, are considered. The dependences of these distortions on the neutron energy and wall thickness of such a Pb-shield are found. The contributions of the processes in the walls of the irradiation hall are distinguished.