

УДК 539.14

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИИ НЕЙТРОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРОТОНОВ И ДЕЙТРОНОВ СО СВИНЦОВЫМИ МИШЕНЯМИ

*В. И. Юревич^а, Р. М. Яковлев^б, В. А. Николаев^б,
В. Г. Ляпин^б, Н. С. Амелин^а*

^аОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна

^бРадиевый институт им. В. Г. Хлопина, Санкт-Петербург, Россия

Обсуждаются результаты измерения двойных дифференциальных сечений и выходов нейтронов, полученные во времяпролетных экспериментах с различными свинцовыми мишенями на пучках протонов и дейтронов с энергией около 2 ГэВ. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов для протяженной свинцовой мишени изучалось методом пороговых детекторов в области энергий протонов и дейтронов 1–3,7 ГэВ. Анализируется зависимость средней множественности нейтронов, энергии нейтронов и процесса размножения нейтронов в свинце от размера мишени, типа и энергии частиц пучка.

Results on the neutron double-differential cross sections and yields obtained in the time-of-flight measurements with different lead targets and beams of protons and deuterons at energy of about 2 GeV are discussed. The neutron spatial-energy distribution for the extended lead target was studied by the threshold detector method in energy range of protons and deuterons 1–3.7 GeV. A dependence of the mean neutron multiplicity, energy of neutrons, and process of neutron multiplication in lead on target dimension, and type and energy of beam particle was analyzed.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к образованию нейтронов в тонких и толстых мишенях частицами высоких энергий во многом определяется широким спектром приложений нейтронных данных. Нейтроны играют важную роль в динамике ядерных реакций при высоких энергиях, так как все стадии процесса распада и девозбуждения образующейся в столкновении ядерной системы сопровождаются эмиссией нейтронов. Для толстых мишеней дополнительный вклад в эмиссию нейтронов дают вторичные ядерные взаимодействия в мишени. Размножение нейтронов с одновременным ослаблением выхода заряженных частиц делает толстые мишени прежде всего источниками нейтронов. Поэтому современные проекты мощных нейтронных источников на базе интенсивных ускорителей протонов предусматривают использование для производства нейтронов взаимодействия высокоэнергетических протонов с протяженными тяжелыми мишенями. Другим важным применением нейтронных данных является дозиметрия на установках, где имеет место взаимодействие высокоэнергетических частиц с веществом, включая радиационную медицину и космические полеты. Одновременно с экспериментальными методами исследования все большую

роль приобретает моделирование процесса взаимодействия частиц высоких энергий с веществом. В настоящее время имеется большое количество различных компьютерных кодов, для развития и тестирования которых необходимы разнообразные ядерные данные, и прежде всего результаты измерений двойных дифференциальных распределений нейтронов и заряженных частиц.

В последние годы был выполнен целый ряд экспериментов на пучках протонов и дейтронов, направленных на получение нейтронных данных. Двойные дифференциальные сечения образования нейтронов измерялись на протонах в области энергий 0,1–3 ГэВ [1–15]. Двойные дифференциальные распределения нейтронов для толстых мишеней исследовались на пучках протонов в [1, 16–20]. Распределение по множественности нейтронов при взаимодействии протонов и дейтронов высоких энергий с тяжелыми мишенями изучалось в [21–25], а средние множественности и выходы нейтронов измерялись в [26–30].

Данная работа посвящена систематическому исследованию образования нейтронов в свинцовых мишенях протонами и дейтронами в области энергий 1–4 ГэВ. Эксперименты были выполнены на выведенных пучках синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Некоторые результаты проведенных исследований представлены в [19, 26, 27, 31].

1. ИЗМЕРЕНИЯ МЕТОДОМ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

На экспериментальной площадке времяпролетного спектрометра ЕА1, который схематически показан на рис. 1, мишень располагалась в фокусе выведенного пучка протонов. Фокусировка пучка на мишень осуществлялась с помощью двух многопроволочных пропорциональных камер. Поперечный размер пучка на половине высоты от максимума составлял 15–20 мм. Интенсивность пучка в различных измерениях варьировалась от $3 \cdot 10^4$ до $5 \cdot 10^5$ частиц на сброс длительностью 350 мс. В измерениях на пучке протонов событие регистрировалось в случае возникновения быстрого совпадения сигналов от двух

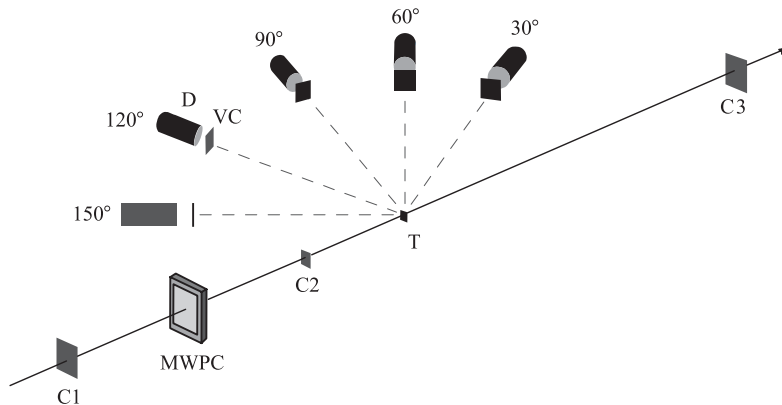


Рис. 1. Расположение детекторов и мишени при измерениях методом времени пролета: C₁–C₃ — пучковые сцинтилляционные счетчики; MWPC — многопроволочные пропорциональные камеры; T — мишень; VC — сцинтилляционные вето-счетчики; D — нейтронные детекторы

(в ряде измерений — трех) пучковых счетчиков с пластическими сцинтилляторами толщиной 3–5 мм, располагавшихся впереди мишени, и наличия сигнала хотя бы от одного из нейтронных детекторов. Другой пучковый счетчик с пластическим сцинтиллятором $10 \times 10 \times 5$ мм размещался на расстоянии 1,5 м сзади мишени и использовался для выделения взаимодействий в мишени и в измерениях фона. В экспериментах на пучке дейтронов ввиду большого фона со стороны ускорителя использовался пучковый триггер $C_1 \otimes C_2 \otimes C_3$ (veto), который выделял взаимодействия в мишени. Такой триггер приводил к некоторому занижению выхода нейтронов, так как нейтроны, образовавшиеся в реакции срыва протона, не регистрировались в случае попадания быстрого протона в счетчик C_3 . В пучковых счетчиках были использованы фотоумножители ФЭУ87 и ФЭУ85.

Регистрация нейтронов осуществлялась с помощью трех типов нейтронных детекторов. Для области энергий ниже 2,5 МэВ применялся детектор с кристаллом стибьбена диаметром 40 мм и толщиной 10 мм (D_1). Ввиду практической независимости экспериментальных данных от угла измерения в области низких энергий нами был использован только один детектор D_1 . Область энергий выше 2,5 МэВ исследовалась детекторами на основе кристаллов стибьбена диаметром 50 мм и толщиной 50 мм (D_2). В детекторах обоих типов кристаллы были соединены с фотоумножителем ФЭУ30. Для идентификации нейтронов использовался метод разделения нейтронов и γ -квантов по форме импульса, что позволило значительно уменьшить вклады от случайного фона и фона от рассеянного и прямого γ -излучения. Для осуществления разделения нейтронов и γ -квантов по форме импульса для детекторов D_1 и D_2 полный заряд импульса с ФЭУ и заряд его быстрой компоненты подавались на входы зарядовых АЦП. В третьем типе нейтронных детекторов (D_3) применялись пластические сцинтилляторы диаметром 120 мм и толщиной 200 мм, соединенные с фотокатодом фотоумножителя ФЭУ63. Эти детекторы позволяли измерять спектры нейтронов в области энергий выше 25 МэВ. Пороги регистрации нейтронов для детекторов D_1 и D_2 составляли 0,1 и 1 МэВ соответственно, а для детекторов D_3 использовалось два значения порога 10 и 30 МэВ. Перед нейтронными детекторами располагались вето-счетчики VC с тонкими пластическими сцинтилляторами толщиной 3 мм для детекторов D_1 и D_2 и 5 мм для детекторов D_3 . В первом случае использовались фотоумножители ФЭУ87, а во втором — ФЭУ30. Временное разрешение, измеренное по ширине пика мгновенных γ -квантов на половине его высоты, равнялось $\sim 1,0$ нс для детекторов всех типов. Для уменьшения фона от низкоэнергетических γ -квантов нейтронные детекторы были окружены защитным слоем из свинца толщиной 3 мм.

Эффективность регистрации нейтронов детекторами определялась, в основном, экспериментально с помощью нескольких различных методов [32]. В области энергий ниже 10 МэВ были проведены измерения с источником ^{252}Cf , спектр нейтронов которого является международным стандартом. В области более высоких энергий эффективность детекторов D_2 и D_3 определялась относительно эффективности тонкого детектора D_1 , которая находилась расчетным путем в приближении однократного взаимодействия. Для этого проводились одновременные измерения спектра нейтронов толстой свинцовой мишени $8 \times 8 \times 8$ см, облучаемой пучком протонов. Другим методом, использовавшимся для получения эффективности детектора D_3 , были одновременные измерения спектров протонов и нейтронов в столкновениях $^6\text{Li}-^{12}\text{C}$ и $^{12}\text{C}-^{12}\text{C}$ при высоких энергиях. При этом предполагалось, что высокоэнергетическая компонента спектров протонов и нейтронов является идентичной. Помимо измерений для детектора D_2 были выполнены расчеты

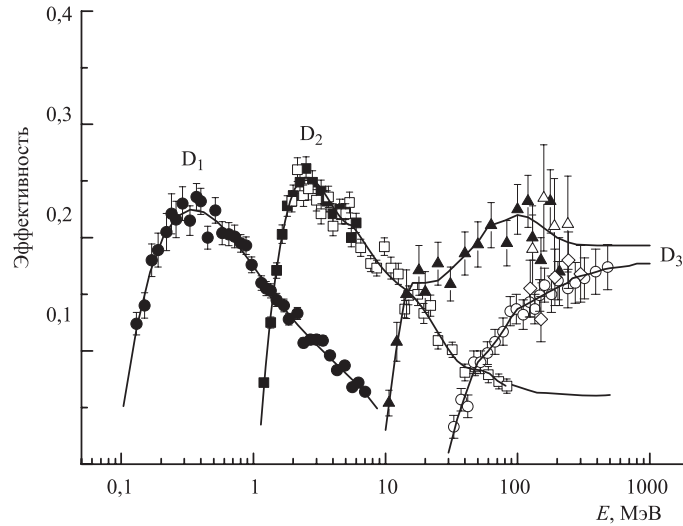


Рис. 2. Зависимость эффективности нейтронных детекторов от энергии нейтронов: символы — результаты измерений; ▲, △ — соответствуют детектору D₃ с порогом регистрации 10 МэВ; ○, ◇ — детектору D₃ с порогом регистрации 30 МэВ; кривые — использованные зависимости

эффективности в приближении однократного взаимодействия для области энергий выше 50 МэВ. В области высоких энергий нейтронов, где не удалось получить экспериментальные значения эффективности детекторов, для детектора D₂ использовался результат расчета, а для детектора D₃ предполагалось, что величина эффективности практически не зависит от энергии нейтронов в области сотен МэВ. На рис. 2 показаны результаты измерений эффективности детекторов D₁, D₂ и D₃. Там же приведены кривые, отражающие экспериментальные данные и использованные нами при обработке результатов измерений. Погрешность величины эффективности составляет 4–10 % для D₁, 7–12 % для D₂ и 10–20 % для D₃ и зависит от энергии нейтрона.

Типичные значения пролетных баз для детекторов D₁, D₂ и D₃ составляли 70 (120), 120 (150) и 150 (200) см соответственно (в скобках указаны значения для измерений с мишенью $\varnothing 20 \times 20$ см). Время пролета определялось по разнице прихода сигналов от второго пучкового счетчика и нейтронного детектора. Для этого сигналы с дискриминаторов подавались на входы ВЦП. В дальнейшем во время обработки данных проводилась коррекция временных спектров путем введения дополнительного смещения, величина которого зависела от амплитуды импульса нейтронного детектора. Величина этой поправки находилась из определения смещения пика мгновенных γ -квантов в зависимости от амплитуды импульса.

Тонкая мишень, использовавшаяся в измерениях двойного дифференциального сечения образования нейтронов, представляла собой свинцовую пластину размером $100 \times 100 \times 6$ мм, установленную под углом 30 или 60° к оси пучка. Помимо тонкой мишени были проведены измерения двойных дифференциальных выходов нейтронов из толстых свинцовых мишеней $8 \times 8 \times 8$ см и $\varnothing 20 \times 20$ см.

Одновременно с нейтронами детекторами D₃ регистрировались и заряженные частицы. В последнем случае сигналы со счетчиков ВС использовались как признак за-

ряда. Идентификация однозарядных частиц осуществлялась с помощью одновременного анализа времени пролета и амплитуды сигнала детектора D₃ [33].

Таблица 1. Список выполненных измерений со свинцовыми мишенями на времяпролетном спектрометре

Пучок	Энергия, ГэВ	Мишень, мм	Детекторы	Углы, °
p	2,0	100 × 100 × 6 (6,93*)	D ₁	120
			D ₂ , D ₃	30, 90, 150
p	2,0	100 × 100 × 6 (12,0*)	D ₂	30, 60, 90, 120
			D ₃	30, 60, 90
			D ₁	120
p	2,0	80 × 80 × 80	D ₂ , D ₃	30, 60, 90, 120, 150
			D ₁ , D ₂ , D ₃	90
p	2,55	∅200 × 200	D ₁ , D ₃	90
d	2,0	100 × 100 × 6 (6,93*)	D ₂	30, 90, 150
			D ₁	60
d	2,0	80 × 80 × 80	D ₂	30, 90, 150
			D ₁	60
d	2,0	∅200 × 200	D ₂	30, 90, 150
			D ₁	60

*Указана эффективная толщина мишени по пучку.

Список выполненных измерений со свинцовыми мишенями на времяпролетном спектрометре приведен в табл. 1.

Помимо основных измерений проводились дополнительные опыты без мишени и с тенью железным конусом длиной 70 см для определения вкладов от фоновых событий. Предварительно были изучены вклады от различных фоновых источников [34]. Путем сравнения результатов измерений на двух различных пролетных базах для мишени ∅20 × 20 см была определена поправка, связанная с искажением формы спектра за счет увеличения времени попадания нейтронов в детектор из-за рассеяния и ядерных взаимодействий внутри свинцовой мишени. Максимальная величина поправки составляет 20% в области низких энергий. Во время обработки результатов вводились поправки на мертвое время спектрометра, на взаимодействие нейтронов в мишени в сцинтиляторе вето-счетчика и в свинцовой защите, окружавшей сцинтилятор детектора. В состав зависящей от энергии погрешности входят статистическая погрешность и неопределенность эффективности регистрации нейтронов. Не зависящая от энергии полная систематическая погрешность для различных углов и детекторов составляет от 16 до 25%. Основными составляющими этой погрешности являются неопределенности в нахождении числа ядер мишени, числа упавших на мишень частиц пучка и вкладов от фоновых эффектов.

2. ИЗМЕРЕНИЯ МЕТОДОМ ПОРОГОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Ввиду невозможности использования метода времени пролета для изучения пространственно-энергетических характеристик нейтронного поля протяженной свинцовой мишени ∅20 × 60 см нами для этой цели был применен метод пороговых детекторов

нейтронов. Этот метод получил свое дальнейшее развитие в работах [27, 35], нацеленных на применение метода в измерениях с жестким энергетическим спектром нейтронов, простирающимся до сотен МэВ. В качестве детекторов с низкими порогами регистрации были использованы детекторы реакций деления ^{235}U , ^{237}Np , ^{238}U и ^{232}Th . Более высокими порогами регистрации в области десятков-сотен МэВ обладают детекторы на основе реакции деления ^{209}Bi и реакций фрагментации меди и кадмия [27, 35, 36].

Образующиеся в реакциях деления и фрагментации ядерные фрагменты регистрировались твердотельными трековыми детекторами ядер ТТД на основе пленки из полиэтилентерефталата (лавсан) толщиной 6 мкм. После травления в щелочном растворе треки, оставляемые ядрами в пленке, подсчитывались с помощью автоматического искрового счетчика треков [37]. Конструкция детектора деления представляла собой делящийся слой толщиной ≈ 1 мг/см² и диаметром 11,3 мм (площадь 1 см²), нанесенный на алюминиевую подложку диаметром 19 мм и толщиной 0,2 мм, который располагался вплотную к ТТД. С противоположной стороны ТТД экранировался диском из полиэтилена. Детектор фрагментации состоял из двух толстых фрагментирующих слоев в виде дисков, обжимающих с двух сторон ТТД. Такая конструкция детектора фрагментации обеспечивала, во-первых, сравнительно высокую эффективность регистрации нейтронов за счет использования толстых фрагментирующих слоев, во-вторых, значительное уменьшение чувствительности к ориентации детектора в радиационном поле и, в-третьих, экранировку ТТД от фоновых фрагментов, возникающих в других конструкционных материалах. Для подавления фона от тепловых нейтронов детекторы деления размещались в кадмиевой капсуле.

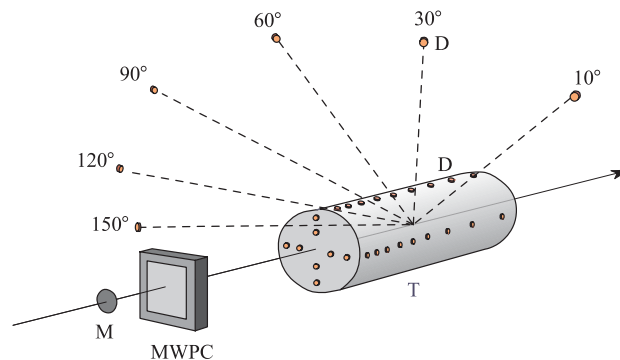


Рис. 3. Схема измерений с протяженной свинцовой мишенью: М — алюминиевый диск монитора пучка; MWPC — многопроволочные пропорциональные камеры; Т — мишень; D — сборки с детекторами деления и фрагментации

Геометрия измерений показана на рис. 3. Мишень находилась в фокусе выведенного пучка синхрофазотрона. Нейтронные детекторы располагались вдоль оси мишени на ее боковой стороне, а также на торцевых сторонах. Для исследования углового распределения нейтронов детекторы размещались под углами 10, 60, 90, 120 и 150° на расстоянии 1 м от центра мишени.

Перед каждым экспериментом с помощью двух многопроволочных пропорциональных камер проводилась фокусировка пучка и тщательная юстировка мишени с тем, чтобы

ее ось совпадала с осью пучка. Размер пучка составлял $\sim 15\text{--}20$ мм (полная ширина на половине высоты) в горизонтальном и вертикальном направлениях.

Мониторирование пучков протонов и дейтронов осуществлялось по реакциям образования изотопа ^{24}Na в алюминии. Для этого впереди мишени на расстоянии 40 см помещался алюминиевый диск, в котором спустя некоторое время после измерения определялось содержание ^{24}Na с помощью полупроводникового γ -спектрометра. Сечение реакции $^{27}\text{Al}(p, X)^{24}\text{Na}$ в области энергий несколько ГэВ известно с погрешностью $\sim 5\%$ [38, 39]. Для энергии протонов 1 ГэВ нами было использовано значение сечения 10,8 мб, а для более высоких энергий оно полагалось постоянным и равным 10,0 мб. Для дейтронов было использовано значение сечения $(15,25 \pm 1,50)$ мб, полученное при энергии 2,33 ГэВ в [40]. Проведенные нами относительные измерения на пучке дейтронов в интервале энергий 1–4 ГэВ показали, что энергетическая зависимость сечения реакции $^{27}\text{Al}(d, X)^{24}\text{Na}$ сходна с той, что была получена в экспериментах для протонов.

Полный список выполненных экспериментов приведен в табл. 2.

Таблица 2. Список экспериментов с протяженной свинцовой мишенью $\varnothing 20 \times 60$ см на пучках протонов и дейтронов

Пучок	Энергия, ГэВ	Число экспериментов
<i>p</i>	0,994	2
<i>p</i>	2,00	2
<i>p</i>	2,55	1
<i>p</i>	3,17	2
<i>p</i>	3,65	3
<i>d</i>	1,03	1
<i>d</i>	1,49	1*
<i>d</i>	1,98	1
<i>d</i>	2,55	1*
<i>d</i>	3,00	1*
<i>d</i>	3,76	1

* Относительные измерения.

Помимо основных измерений были выполнены несколько экспериментов для определения поправок на регистрацию фоновых нейтронов. Измерения позволили определить величины поправок, которые оказались наиболее значительными для ^{235}U и ^{237}Np . Значения поправки, учитывающей регистрацию протонов и π -мезонов, получались путем расчета, в котором использовались энергетические спектры частиц, измеренные методом времени пролета для мишени $\varnothing 20 \times 20$ см. Наибольшее значение этой поправки $\sim 10\%$ было получено для детекторов деления висмута и детекторов фрагментации.

Для увеличения статистики и уменьшения методической погрешности в угловых измерениях с детекторами фрагментации использовалось, как правило, семь ТГД, размещенных между толстыми фрагментирующими слоями. Помимо детекторов с тонкими слоями висмута в ряде экспериментов были применены детекторы с толстыми слоями свинца, конструкция которых идентична конструкции детекторов фрагментации. Оба детектора имеют близкие значения пороговой энергии регистрации нейтронов, однако это

позволяло увеличить получаемую статистику при том же числе частиц пучка. Измерения, выполненные под разными углами к пучку, показали, что отношение числа зарегистрированных треков на единицу площади для детектора с толстыми слоями свинца к такой же величине для слоя висмута толщиной 1 мг/см^2 составляет $3,3 \pm 0,3$, а свинцовый детектор с семью ТТД дает примерно в 23 раза большую статистику, чем одиночный висмутовый детектор.

Регистрационные характеристики детекторов в используемом нами методе определяются целым рядом факторов: вероятностью реакции деления или фрагментации, регистрационными свойствами ТТД для различных ядерных фрагментов и их угловым распределением, условиями травления ТТД и способом обнаружения треков. Погрешность определения числа треков (включая неопределенность толщины пленки ТТД) составляет для детекторов с тонким делящимся слоем $\sim 6\text{--}8\%$, а для детекторов с толстыми слоями и семью ТТД между ними она равняется $7,5\%$ для свинца и $\sim 18\%$ для меди и кадмия.

Для осколков деления критический угол регистрации был измерен с помощью источника ^{252}Cf и составил 29° , что соответствует эффективности регистрации осколков $\eta = 0,515$ при условии изотропного их вылета из слоя. При обработке результатов измерений мы предполагали, что для всех используемых детекторов деления регистрационные характеристики осколков являются одинаковыми в силу низкого значения порога по заряду фрагмента, который для лавсана составляет ~ 5 .

Угловое распределение осколков деления не является изотропным и зависит от типа делящихся ядер и энергии нейтронов. Измерения в нейтронном поле протяженной свинцовой мишени при различной ориентации делящихся слоев показали, что максимальное отклонение от изотропного распределения наблюдается для слоя ^{209}Bi в детекторе, находящемся под углом 10° , где энергетический спектр нейтронов является наиболее жестким [41, 42]. При этом отношение чисел зарегистрированных треков, измеренных в направлении «вперед» (по направлению падающих нейтронов) N_F и «назад» (в обратном направлении) N_B , и приведенных к массе делящегося слоя 1 мг , составило $\alpha = N_F/N_B = 1,33 \pm 0,07$. Для области больших углов это отношение составило $1,10\text{--}1,15$. Для других нуклидов ^{232}Th , ^{238}U и ^{237}Np были получены значения этого отношения $1,13 \pm 0,07$, $1,10 \pm 0,06$ и $0,95 \pm 0,05$ соответственно для любых углов. Кроме того, для слоев, ориентированных под углом 90° к направлению падающих нейтронов, результат измерений оказался приблизительно равным половине суммы значений N_F и N_B для всех нуклидов. Измерения на поверхности свинцовой мишени не выявили различия между N_F и N_B в пределах экспериментальных погрешностей, составляющих $6\text{--}9\%$. Таким образом, отклонение углового распределения от изотропного сравнительно невелико, и учет этого эффекта производился с помощью простой формулы $N = (N_F + N_B)/2 = N_B(1 + \alpha)/2$.

Эффективность регистрации нейтронов пороговыми детекторами деления определялась по формуле

$$\varepsilon = n\eta\sigma_f, \quad (1)$$

где n — число ядер делящегося нуклида в слое площадью 1 см^2 ; σ_f — сечение деления. Погрешность эффективности для детекторов с тонким делящимся слоем зависит от неопределенности массы делящегося нуклида в тонком слое, которая равняется 3% , и погрешности сечения деления.

Сечения деления нейтронами хорошо изучены в области энергий ниже 20 МэВ и их оцененные значения содержатся в различных библиотеках ядерных данных, например, ENDF/B-VI. В последние годы в области более высоких энергий нейтронов был достигнут значительный прогресс благодаря измерениям, выполненным в LANL (США) [43], Uppsala (Швеция) [44] и ПИЯФ (Гатчина, Россия) [45]. На основе полученных данных были выполнены оценки сечений деления для целого ряда тяжелых ядер, включая ^{209}Bi до энергии нейтронов 1000 МэВ и ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U и ^{237}Np вплоть до энергии 200 МэВ [46]. Ошибки оцененных данных составляют от 2 до 5 % для актинидов и от 10 до 50 % для висмута в зависимости от энергии нейтронов. Обзор этих результатов можно найти, например, в работах [47, 48].

В отсутствие источника моноэнергетических нейтронов высоких энергий для детекторов на основе реакции фрагментации зависимость их эффективности от энергии была получена экспериментально на пучке протонов [36, 41]. При этом предполагалось, что сечение образования фрагментов и их характеристики практически не зависят от типа налетающего нуклона. Погрешность эффективности этих детекторов составляет от 20 до 50 % в зависимости от области энергий.

Области энергий, соответствующие максимальной чувствительности пороговых детекторов деления к спектру нейтронов, были оценены с помощью энергетического спектра нейтронов, полученного для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см. Интервалы энергий, соответствующие 90- и 60%-м вкладам в отклики этих детекторов представлены в табл. 3. Области наибольшей чувствительности детекторов со слоями актинидов находятся ниже 50 МэВ, а детектора на основе реакции деления висмута — ниже 300 МэВ. Поэтому при восстановлении нейтронных спектров по результатам измерений с пороговыми детекторами предполагалось, что эффективность детекторов имеет постоянное значение выше 200 и 1000 МэВ соответственно.

Таблица 3. Интервалы энергий, соответствующие 90- и 60%-м вкладам в отклики пороговых детекторов деления

Пороговый детектор	ΔE (90 % отклика), МэВ	ΔE (60 % отклика), МэВ
$^{235}\text{U}(n, f)$	0,16–35,4	0,47–4,30
$^{237}\text{Np}(n, f)$	0,58–39,3	0,98–5,31
$^{238}\text{U}(n, f)$	1,50–113	2,06–25,8
$^{232}\text{Th}(n, f)$	1,50–155	2,54–48,5
$^{209}\text{Bi}(n, f)$	66,5–443	101–291

На рис. 4 для различных пороговых детекторов показаны эффективности регистрации как функции энергии нейтронов, которые использовались нами для восстановления распределений нейтронов.

Результаты по распределению скоростей реакций деления и откликов детекторов фрагментации подробно обсуждаются в [42, 49].

Для восстановления энергетических распределений нейтронов по данным интегральных измерений с помощью пороговых детекторов использовался итерационный метод минимизации направленного расхождения [50]. В качестве начального приближения энергетического распределения нейтронов нами были использованы результаты измерений методом времени пролета для мишени $\varnothing 20 \times 20$ см. Оценка погрешности восстано-

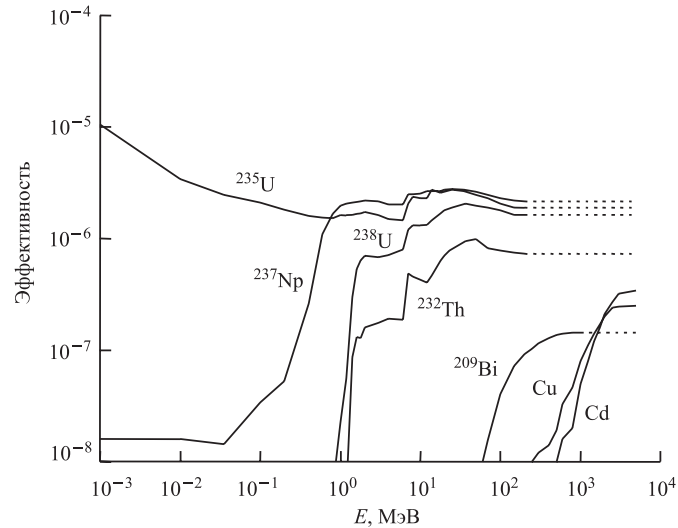


Рис. 4. Эффективность регистрации нейтронов для используемых в измерениях пороговых детекторов как функция энергии нейтронов

вления энергетического распределения нейтронов проводилась с помощью многократного статистического разброса экспериментальных значений откликов пороговых детекторов, а также вариации формы начального энергетического распределения нейтронов. Исследование показало, что погрешность результата восстановления при разумном задании нулевого приближения энергетического спектра нейтронов в основном определяется погрешностью исходных данных. Дифференциальные и интегральные выходы нейтронов на падающую частицу пучка находились из результатов угловых измерений. При этом последние получались путем интегрирования результатов измерений по телесному углу и энергии нейтронов. Оцененные погрешности восстановления нейтронных выходов составляют 12 и 16 % для пучков протонов и дейтронов соответственно.

Некоторые результаты, полученные в измерениях с протяженной свинцовой мишенью, обсуждаются в [26, 27].

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Сечения образования нейтронов. Дифференциальные сечения образования нейтронов для различных углов, проинтегрированные по энергии в интервалах 0–2, 2–20 и 20–2000 МэВ, приведены в табл. 4 для обоих типов частиц пучка. Сечения для полного интервала энергий нейтронов находились путем суммирования величин, определенных для вышеуказанных энергетических интервалов, при этом предполагалось, что в области ниже 2 МэВ величина сечения не зависит от угла эмиссии нейтронов.

В состав сечения реакции дейтронов с ядрами свинца σ_R входят процесс полного поглощения дейтрона ядром с сечением σ_a и реакция срыва нейтрона или протона с сечениями σ_n и σ_p соответственно. В наших измерениях триггер отбора событий выделял только первые два процесса и запрещал регистрацию нейтронов, возникающих в

Таблица 4. Дифференциальные сечения образования нейтронов (мб/ср) для различных углов и энергетических интервалов в неупругих взаимодействиях протонов и дейтронов с ядрами свинца при энергии 2 ГэВ

Интервал энергий, МэВ	Пучок	Угол, °				
		30	60	90	120	150
0–2	<i>p</i>		1028 ± 260		1055 ± 230	
	<i>d</i>					
2–20	<i>p</i>	1860 ± 410	1422 ± 313	1550 ± 250	1625 ± 410	1732 ± 380
	<i>d</i>	1356 ± 280		1071 ± 260		1093 ± 250
20–2000	<i>p</i>	994 ± 210	728 ± 160	493 ± 80	378 ± 95	377 ± 85
	<i>d</i>	1071 ± 305		401 ± 120		235 ± 95
0–2000	<i>p</i>	3909 ± 860	3205 ± 705	3098 ± 560	3058 ± 765	3164 ± 700
	<i>d</i>	3455 ± 770		2500 ± 600		2422 ± 560

реакции срыва протона. В измерениях нейтроны, рождаемые в реакции срыва протона, не регистрировались и их вклад не учтен в табл.4. Сечение этой реакции составляет $\sigma_p \approx 380$ мб [51]. Грубая оценка вклада этого процесса в эмиссию нейтронов показала, что учет этих нейтронов приводит практически к равенству сечений образования нейтронов в неупругих взаимодействиях протонов и дейтронов с ядрами свинца при энергии 2 ГэВ.

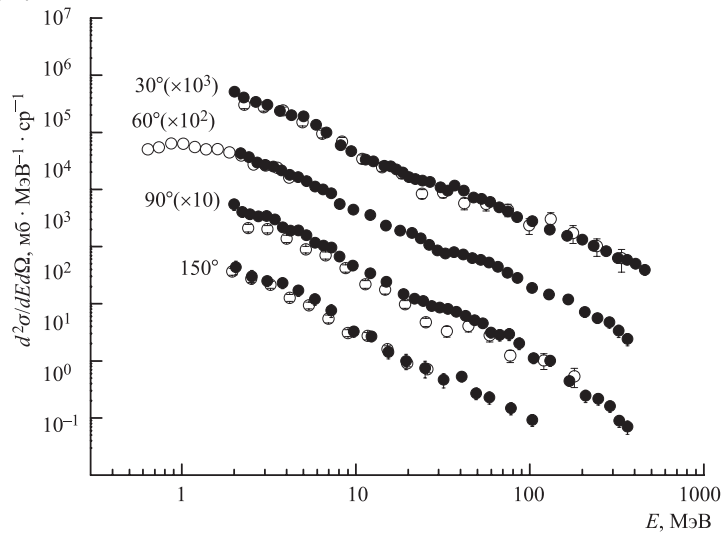


Рис. 5. Результаты измерений двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в реакциях $Pb(p, nx)$ (●) и $Pb(d, nx)$ (○) при энергии 2 ГэВ

Сравнение двойных дифференциальных сечений образования нейтронов для реакций $Pb(p, nx)$ и $Pb(d, nx)$, измеренных при одной и той же энергии частиц пучка 2 ГэВ, проведено на рис.5 (здесь и далее указаны только зависящие от энергии нейтронов экспериментальные погрешности).

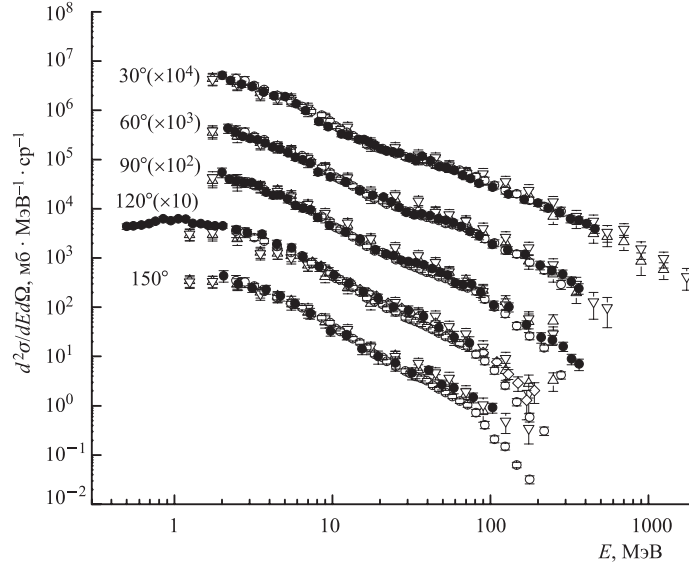


Рис. 6. Сравнение результатов измерений двойного дифференциального сечения образования нейтронов в реакции $\text{Pb}(p, nx)$ при $E_p = 2,0$ ГэВ (●) с данными ИТЭФ для $E_p = 2,2$ ГэВ и $\theta = 120^\circ$ (◇) [14, 15] и для 1,6 ГэВ (○) [13] и с данными КЕК для $E_p = 1,5$ ГэВ (△) и 3,0 ГэВ (▽) [11, 12]

На рис. 6 представлены результаты наших измерений на пучке протонов с энергией 2 ГэВ совместно с данными ИТЭФ для энергии протонов 1,6 ГэВ [13] и 2,2 ГэВ (угол 119°) [14, 15] и КЕК (Япония) [11, 12] для двух энергий протонов 1,5 и 3,0 ГэВ. При общем хорошем согласии результатов измерений в КЕК был получен несколько меньший выход нейтронов в испарительной области энергетического спектра ниже 5 МэВ. Подобное расхождение с данными КЕК также имеют результаты измерений [9, 10] при $E_p = 1,6$ ГэВ.

3.2. Средняя множественность нейтронов в реакции $\text{Pb}(p, nx)$. Зависимость средней множественности нейтронов от энергии налетающих протонов исследовалась с привлечением результатов недавних измерений [1–6, 9–15, 25, 28]. Для определения значения этой величины экспериментальные распределения, полученные в измерениях методом времени пролета, интегрировались по энергии и телесному углу.

Результаты наших измерений анализировались с помощью модифицированной модели движущихся источников, которая была развита для описания двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в столкновениях высокоэнергетических протонов и легких ядер с тяжелыми ядрами в области энергий выше 0,5 ГэВ/нуклон. Для анализа результатов измерений под углами $\theta \geq 30^\circ$ нами была использована модель четырех источников, отвечающих за испускание нейтронов на каскадной стадии в периферических ($i = 1$) и центральных ($i = 2$) столкновениях, в процессе фрагментации ($i = 3$) и испарительной стадии ($i = 4$). В этом случае выражение, используемое для подгонки к экспериментальным данным, имеет вид

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \sum_{i=1}^4 pA_i \exp \left\{ - \left(\frac{E + m - p\beta_i \cos \theta}{(1 - \beta_i^2)^{1/2}} - m \right) / T_i \right\}, \quad (2)$$

где импульс нейтрона

$$p = (E^2 + 2Em)^{1/2},$$

E — кинетическая энергия нейтрона в л.с. в МэВ; m — масса покоя нейтрона в МэВ; θ — угол вылета нейтрона в л.с.; A_i, T_i, β_i — параметры амплитуды, температуры и скорости в единицах скорости света для i -го источника соответственно. При этом не учитывались нейтроны, образующиеся под малыми углами к пучку в процессах квазиупругого и квазиупругого нуклон-нуклонного взаимодействия. Найденная нами средняя множественность нейтронов для протонов с энергией 2 ГэВ составляет $(21,8 \pm 3,4)$ нейтр. на взаимодействие (использовалось сечение реакции 1695 мб).

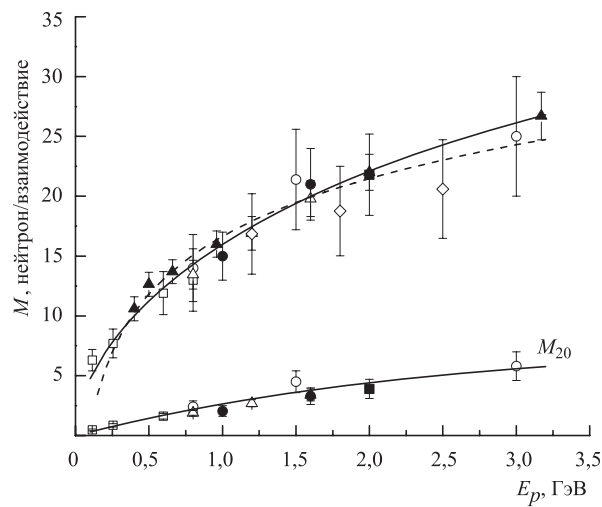


Рис. 7. Средняя множественность всех нейтронов M и нейтронов с энергией выше 20 МэВ M_{20} в реакции $Pb(p, nx)$: ■ — данная работа; □ — [1–6]; ○ — [11, 12]; △ — [9, 10]; ▲ — [28]; ◇ — [25, 52]; ● — [13]; сплошные кривые — результат аппроксимации для M и M_{20} ; пунктирная кривая — зависимость из [53]

Измерения в КЕК [11, 12], SACLE (Франция) [9, 10] и ИТЭФ [13] были выполнены для нейтронов с энергией выше 1, 2 и 2,5 МэВ соответственно, и при интегрировании по всему интервалу энергий нейтронов нами вводилась поправка на выход нейтронов ниже этих граничных энергий, найденная из результатов других измерений и расчетов. В измерениях, где нижняя граничная энергия равнялась $\sim 0,5$ МэВ, для определения значений ниже этой энергии проводилась экстраполяция зависимости, найденной для области 0,5–5 МэВ. Во всех случаях полагалось, что это вносит дополнительную неопределенность в полный выход нейтронов $\Delta M \sim 0,5–1$ нейтр. Для интерпретации результатов [25] использовался анализ, выполненный в [52]. В измерениях [28] экспериментальная установка позволяла определять выходы нейтронов ниже энергии 15 МэВ. Поэтому результаты этих измерений были скорректированы путем добавления выхода нейтронов с энергией выше 15 МэВ, найденного по данным, полученным методом времени пролета. Средние выходы нейтронов на неупругое взаимодействие показаны на рис. 7. Там

же приведена зависимость из [53] и оценка, полученная нами в результате подгонки к экспериментальным данным,

$$M = 39(1 - \exp(-0,22E_p))^{0,55}, \quad (3)$$

где E_p — энергия протонов в ГэВ. При хорошем описании результатов измерений сравнительно высокие погрешности экспериментальных данных не позволяют отдать предпочтение какой-либо из приведенных на рисунке зависимостей. Средняя величина полного выхода нейтронов имеет тенденцию к насыщению с увеличением энергии протонов. Если в интервале между 1 и 2 ГэВ нейтронный выход возрастает на ~ 7 нейтр., то уже в области от 2 до 3 ГэВ приращение составляет всего ~ 4 нейтр. На том же рисунке приведены данные по среднему выходу нейтронов с энергией выше 20 МэВ, которые хорошо описываются выражением

$$M_{20} = 8(1 - \exp(-0,4E_p)). \quad (4)$$

При поиске этой аппроксимирующей функции было также использовано значение $(7,0 \pm 1,4)$ нейтр. на неупругое взаимодействие протонов с энергией 6,6 ГэВ, полученное из анализа данных [14, 15]. Доля таких высокоэнергетических нейтронов возрастает от 10 до 22,9 % с увеличением энергии налетающих протонов от 250 до 3000 МэВ.

Таблица 5. Средняя множественность нейтронов в различных энергетических группах в зависимости от энергии падающих протонов. В скобках приведены предсказания кода INCL [10]

E_p , ГэВ	$E < 2$ МэВ	$2 < E < 20$ МэВ	$E > 20$ МэВ	Эксперимент
0,8	(4,9)	$6,5 \pm 0,7$	$1,9 \pm 0,2$	[10]
1,2	(5,8)	$8,3 \pm 0,8$	$2,7 \pm 0,3$	[10]
1,6	(6,0)	$10,1 \pm 1,0$	$3,4 \pm 0,5$	[10]
2,0	$7,1 \pm 1,5$	$10,8 \pm 1,8$	$3,9 \pm 0,8$	Наши данные

Как можно видеть из табл. 5, значения средней множественности нейтронов в различных энергетических группах, найденные нами при $E_p = 2$ ГэВ и определенные в [10] при энергиях падающих протонов 0,8, 1,2 и 1,6 ГэВ, находятся в хорошем согласии между собой.

3.3. Энергия нейтронов в реакции $Pb(p, nx)$. Нейтроны, образующиеся при взаимодействии высокоэнергетических протонов и дейтронов с тяжелыми ядрами, уносят большую долю энергии налетающих частиц и в значительной степени определяют энергетический баланс реакции. Анализ экспериментальных данных для пучка протонов показал, что средняя энергия нейтронов и полная кинетическая энергия испускаемых нейтронов E_{kin} возрастают с увеличением энергии бомбардирующих протонов. Кинетическая энергия нейтронов с $E > 20$ МэВ, несмотря на их малое число, в среднем составляет (27 ± 3) % от энергии падающих протонов во всем исследуемом диапазоне E_p . Зависимости величины E_{kin} и отношения E_{kin}/E_p от энергии налетающих протонов, полученные на основе имеющихся экспериментальных результатов, показаны на рис. 8. С увеличением энергии протонов доля E_{kin} сначала слегка понижается в области сотен МэВ и при $E_p > 1000$ МэВ становится практически постоянной, составляя (31 ± 2) %.

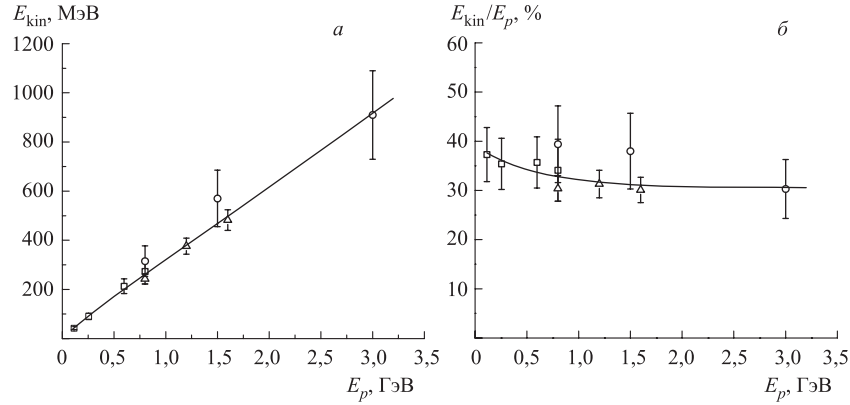


Рис. 8. Зависимость средней кинетической энергии E_{kin} (а) и отношения E_{kin}/E_p (б) от энергии протонов в реакции $Pb(p, nx)$. Обозначения те же, что и на рис. 7, сплошные кривые — оцененные зависимости

Если принять, что энергия отделения нейтрона $S_n \approx 7$ МэВ, то полная энергия W , идущая на образование нейтронов в реакции $Pb(p, nx)$, может быть вычислена как

$$W = E_{kin} + S_n M. \quad (5)$$

С ростом энергии протонов величина отношения W/E_p сначала уменьшается, а при энергиях выше ~ 500 МэВ слабо зависит от E_p и в интервале 1–3 ГэВ составляет $(40 \pm 4)\%$.

Таким образом, в ядерных реакциях с ядрами свинца при энергии протонов 1–3 ГэВ около 40 % энергии налетающих протонов идет на образование нейтронов, причем 31 % приходится на кинетическую энергию нейтронов, из которых 27 % уносят нейтроны с энергией выше 20 МэВ, составляющие $\sim 1/5$ от полного выхода нейтронов.

Энергетический баланс реакции может быть записан как

$$E_p = W + \sum_i E_i + E^* + E_{rec}, \quad (6)$$

где суммирование ведется по испускаемым частицам (исключая нейтроны), E_i включает в себя кинетическую энергию, энергию отделения и энергию покоя для новых образующихся частиц; E^* — энергия возбуждения ядра остатка после эмиссии нейтронов; E_{rec} — энергия отдачи ядра остатка. Две последние величины E^* и E_{rec} в сумме не превышают 10 МэВ и ими можно пренебречь. Тогда, учитывая, что $W \approx 0,4E_p$, получаем долю энергии налетающего протона, идущую на эмиссию заряженных частиц, включая ядерные фрагменты, и образование новых частиц (главным образом π -мезонов)

$$\sum_i E_i \cong 0,6E_p. \quad (7)$$

При энергии протонов 2 ГэВ в неупругих взаимодействиях с ядрами свинца в среднем около 800 МэВ уходит на образование нейтронов и примерно 1200 МэВ остается на эмиссию заряженных частиц и образование пионов.

3.4. Энергетические распределения нейтронов для толстых мишеней. Измеренные двойные дифференциальные выходы нейтронов для свинцовой мишени $8 \times 8 \times 8$ см на пучке протонов и дейтронов с энергией 2 ГэВ и для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 20$ см на протонах с энергией 2,55 ГэВ и дейтронах с энергией 2 ГэВ показаны на рис. 9, *a* и *б* соответственно. Как и в случае тонкой мишени, дейтроны дают несколько меньший выход нейтронов под большими углами по сравнению с протонами близкой энергии, но, в целом, полученные распределения близки и их локальные расхождения сравнимы с экспериментальными погрешностями.

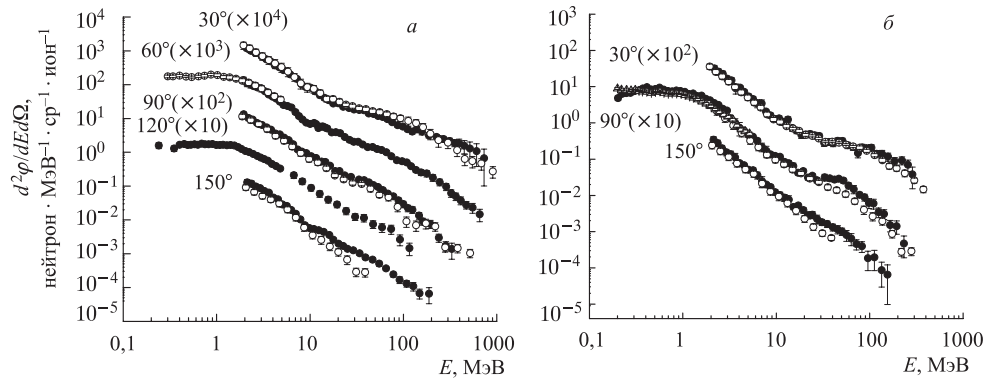


Рис. 9. Энергетические спектры нейтронов, измеренные на пучках протонов (●) и дейтронов (○, △) для различных углов и свинцовых мишеней $8 \times 8 \times 8$ см (*a*) и $\varnothing 20 \times 20$ см (*б*). Для мишени $\varnothing 20 \times 20$ см низкоэнергетическая область спектра измерялась под углом 60° (△)

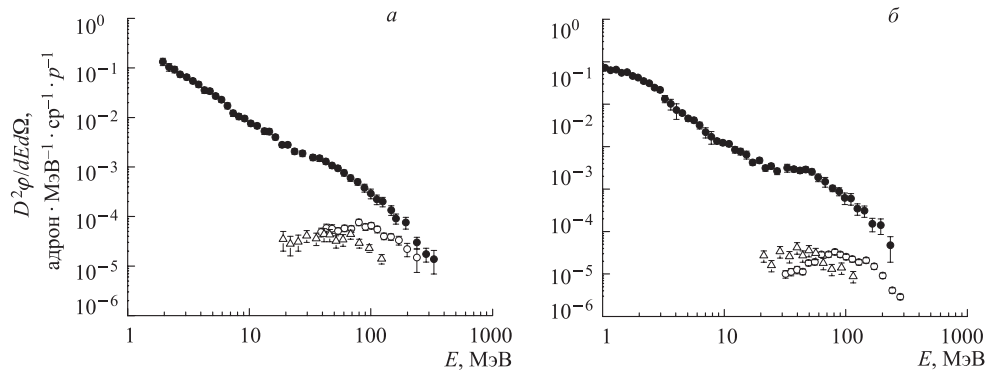


Рис. 10. Энергетические спектры нейтронов (●), протонов (○) и π -мезонов (△), измеренные под углом 90° для мишеней $8 \times 8 \times 8$ см (*a*), $E_p = 2,0$ ГэВ и $\varnothing 20 \times 20$ см (*б*), $E_p = 2,55$ ГэВ

Сравнение энергетических спектров нейтронов, протонов и заряженных π -мезонов, измеренных под углом 90° , при облучении протоном свинцовых мишеней $8 \times 8 \times 8$ см и $\varnothing 20 \times 20$ см, представлено на рис. 10, *a* и *б* соответственно. Основной вклад в выход нейтронов дают нейтроны низких энергий, а доля нейтронов с энергиями выше 20 МэВ составляет не более 15%. В то же время выход этих высокоэнергетических нейтронов

превышает выходы протонов и заряженных π -мезонов, и это различие увеличивается с размером мишени.

3.5. Сравнение с результатами моделирования. Авторами [54] был предложен так называемый компонентный подход к разработке и использованию сложных численных моделей для физики ядерных взаимодействий. С целью реализации данного подхода было создано специальное компонентно-ориентированное программное обеспечение [55], облегчающее процесс написания модельных компонент, из которых собираются физические модели ядерных взаимодействий. В частности, на языке C++ были написаны компоненты, из которых можно собрать хорошо известные феноменологические модели, такие как кинетическая модель кварк-глюонных струн [56], предравновесная экситонная модель [57] и модели распада возбужденных ядер [58]. Сборки этих моделей и были использованы нами для вычисления двойных дифференциальных сечений образования нейтронов в неупругих p -Pb-столкновениях. Процесс моделирования протон-ядерного взаимодействия осуществлялся в три стадии: сначала моделировалась кинетическая стадия ядерной реакции, затем предравновесная стадия и, наконец, моделировалась стадия распада возбужденного ядра-остатка. Рассчитанное сечение реакции для столкновения протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами свинца составило 1695 мб и хорошо согласуется с полученными значениями в [10]. Это значение использовалось нами при анализе результатов измерений и определения средней множественности нейтронов в реакции. Как видно из рис. 11, модельные расчеты удовлетворительно воспроизводят результаты эксперимента для всех углов.

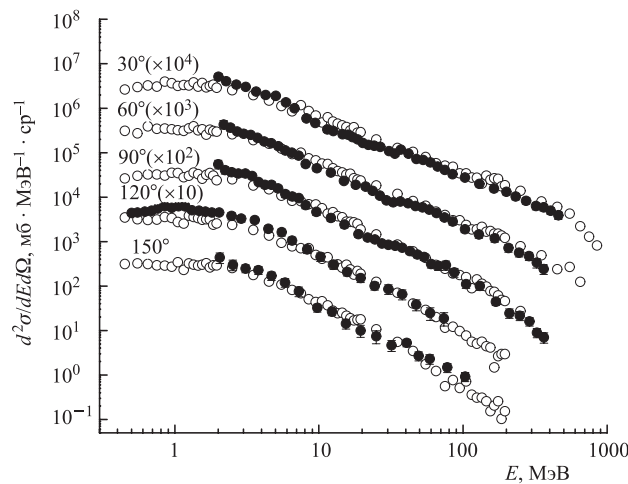


Рис. 11. Сравнение результатов измерений (●) с предсказаниями теоретической модели (○) для двойного дифференциального сечения образования нейтронов в реакции $Pb(p, nx)$ при $E_p = 2,0$ ГэВ

С помощью описанного кода было проведено моделирование двойных дифференциальных распределений нейтронов для толстых свинцовых мишеней $8 \times 8 \times 8$ см и $\varnothing 20 \times 20$ см и пучка протонов, которые вместе с результатами измерений на времяпролет-

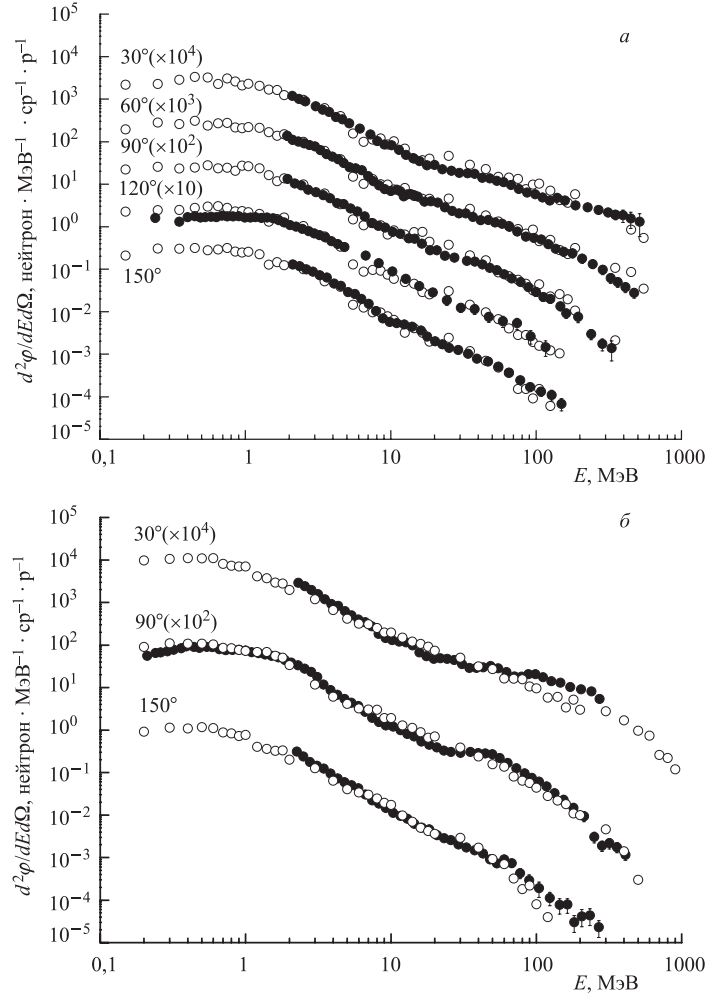


Рис. 12. Сравнение результатов измерений двойного дифференциального распределения нейтронов (●) с предсказаниями теоретической модели (○) для мишени $8 \times 8 \times 8$ см, $E_p = 2,0$ ГэВ (а) и мишени $\varnothing 20 \times 20$ см, $E_p = 2,55$ ГэВ (б)

ном спектрометре показаны на рис. 12. Для обеих мишеней имеется удовлетворительное согласие результатов моделирования и эксперимента.

3.6. Выход нейтронов для толстых мишеней. Средние выходы нейтронов получались путем интегрирования двойных дифференциальных распределений нейтронов по телесному углу и энергии. В наших измерениях вероятность ядерного взаимодействия для различных свинцовых мишеней варьировалась от единиц процента до практически полного поглощения протонов пучка. Часть полученных результатов по средней множественности нейтронов на взаимодействие протона пучка в мишени даны в табл. 6. Приведенные величины хорошо согласуются с результатами, полученными для различных свинцовых мишеней с помощью кода HERMES [25, 52].

Таблица 6. Средние множественности нейтронов на взаимодействие протона пучка в мишени для различных свинцовых мишеней и двух энергий протонов. Для мишени $\varnothing 20 \times 60$ см приведены средние выходы нейтронов на падающий протон

E_p , ГэВ	Мишень, см			
	Тонкая	$8 \times 8 \times 8$	$\varnothing 20 \times 20$	$\varnothing 20 \times 60$
2,0	$21,8 \pm 3,4$	$25,6 \pm 3,8$	$41,4 \pm 6,2$	$44,2 \pm 5,3$
2,55				$63,5 \pm 7,6$

Таблица 7. Средние выходы нейтронов всех энергий Y и с энергиями выше 20 МэВ Y_{20} , полученные на пучках протонов и дейтронов для протяженной свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см

E_p , ГэВ	Y (n/p)	Y_{20} (n/p)	E_d , ГэВ	Y (n/d)	Y_{20} (n/d)
0,994	$24,1 \pm 2,9$	$2,1 \pm 0,4$	1,03	$24,9 \pm 4,0$	$1,7 \pm 0,3$
2,0	$44,2 \pm 5,3$	$4,7 \pm 0,8$	1,98	$58,5 \pm 9,4$	$4,1 \pm 0,8$
2,55	$63,5 \pm 7,6$	$5,8 \pm 1,0$	—		
3,17	$71,6 \pm 8,6$	$6,8 \pm 1,2$	—		
3,65	$80,6 \pm 9,7$	$8,5 \pm 1,5$	3,76	$98,9 \pm 15,8$	$8,2 \pm 1,6$

Для протяженной свинцовой мишени средние выходы нейтронов изучались при нескольких энергиях протонов и дейтронов. Полученные результаты представлены в табл. 7 вместе с выходами нейтронов с энергиями выше 20 МэВ. Средние выходы нейтронов возрастают с энергией частиц пучка, причем дейтроны имеют преимущество перед протонами той же энергии. Однако обратная картина возникает при сравнении выхода высокоэнергетических нейтронов. Это говорит о том, что нейтроны, производимые протонами, имеют более жесткий энергетический спектр, чем в случае пучка дейтронов той же энергии.

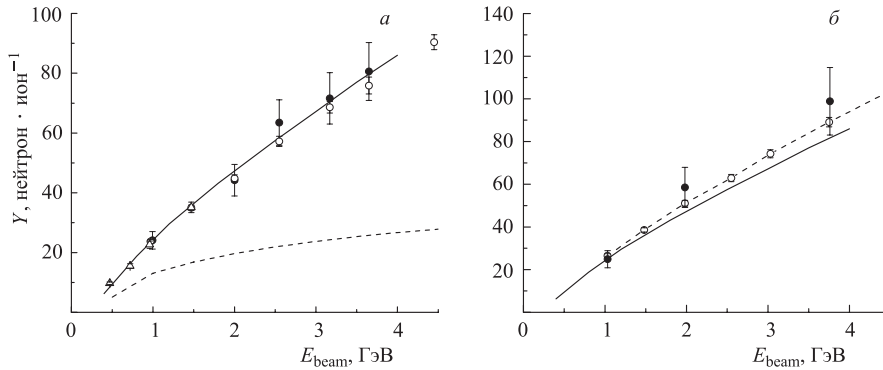


Рис. 13. Средний выход нейтронов на падающий протон (а) и дейтрон (б) для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см в зависимости от энергии пучка: ● — результаты настоящей работы; ○ — скорректированные данные [28]; △ — данные [59, 60]; сплошные кривые — предсказание кода HERMES для пучка протонов [25]; пунктирные кривые — средний выход нейтронов в первичных ядерных взаимодействиях Y_1 для пучка протонов и аппроксимация данных [28] для пучка дейтронов

На рис. 13 приведены результаты имеющихся измерений среднего выхода нейтронов для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см, полученные на пучках протонов (а) и дейтронов (б) [28, 59, 60]. Результаты измерений методом замедления [28] были скорректированы на утечку нейтронов с $E > 15$ МэВ. Сплошной кривой показан результат моделирования для пучка протонов с помощью кода HERMES [25]. В пределах экспериментальных погрешностей имеется хорошее согласие различных экспериментальных данных и эксперимента с предсказанием кода. В области энергий выше 1 ГэВ дейтроны дают на ~ 10 –15% больший выход нейтронов, чем протоны той же энергии.

Важным для понимания процесса размножения нейтронов в свинцовых мишенях является анализ роли вторичных взаимодействий в повышении множественности нейтронов и зависимости этого явления от размеров мишени и энергии частиц пучка. Для оценки средних значений выхода Y_1 и множественности M_1 нейтронов в первичных взаимодействиях протонов пучка использовалось выражение (3). При энергии протонов 2,0 ГэВ вклад процесса размножения нейтронов в свинце для мишени $8 \times 8 \times 8$ см составляет 25% от полного выхода, а для протяженной мишени он уже составляет более его половины. При увеличении длины мишени с 20 до 60 см при том же диаметре 20 см этот вклад повышается на $\approx 20\%$ при энергии протонов 2,55 ГэВ. Вычисленная энергетическая зависимость среднего выхода нейтронов в первичных взаимодействиях протонов пучка в протяженной свинцовой мишени показана на рис. 13, а пунктирной кривой. Сравнение выхода нейтронов из первичных взаимодействий протонов с полным выходом нейтронов показывает, что при энергиях протонов несколько ГэВ вторичные взаимодействия внутри протяженных мишеней дают существенный вклад, который уменьшает эффект насыщения с ростом энергии протона.

Таблица 8. Энергетические характеристики нейтронов для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см при трех различных энергиях налетающих протонов и дейтронов

E_{beam} , ГэВ	$\langle E \rangle$, МэВ	E_{kin} , МэВ	$E_{\text{kin}}/E_{\text{beam}}$, %	W , МэВ	W/E_{beam} , %
Протоны					
0,994	8,82	213	21,3	382	38,2
2,0	11,6	513	25,6	822	41,1
3,65	13,7	1106	30,3	1670	45,6
Дейтроны					
1,03	6,52	162	15,7	336	32,6
1,98	7,87	460	23,2	870	43,9
3,76	10,4	1025	27,3	1717	45,7

Энергетические характеристики нейтронного излучения для свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см и трех энергий протонов и дейтронов приведены в табл. 8. Средние величины энергии нейтронов $\langle E \rangle$, кинетической энергии нейтронного излучения E_{kin} и энергии, затраченной на образование нейтронов, W возрастают с энергией пучка E_{beam} . При этом отношения $E_{\text{kin}}/E_{\text{beam}}$ и W/E_{beam} также показывают рост. По сравнению с дейтронами протоны дают более высокую среднюю энергию нейтронов, однако доля энергии пучка, затрачиваемая на образование нейтронов, W/E_{beam} практически не зависит от типа частиц пучка, стремясь к $1/2$ с ростом энергии.

Исследования выхода нейтронов из свинцовой протяженной мишени $\varnothing 20 \times 60$ см показали, что зависимость среднего числа нейтронов на единицу энергии пучка достигает максимального значения при энергии пучка в интервале 1–2 ГэВ и далее медленно спадает с повышением энергии. Обычно из этого факта делается вывод, что оптимальной энергией для производства нейтронов является энергия пучка ~ 1 ГэВ. Однако, как показали наши исследования, средняя энергия нейтронов и кинетическая энергия нейтронного излучения на единицу энергии пучка непрерывно возрастают с ростом энергии пучка, что может быть использовано для дальнейшего размножения нейтронов в blankets, окружающем свинцовую мишень. При этом, по-видимому, следует ожидать существенного сдвига максимума для зависимости среднего числа нейтронов на единицу энергии пучка от энергии пучка в сторону больших энергий. При этом вопрос об оптимальной энергии пучка для производства нейтронов остается открытым.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ измеренного на пучке протонов двойного дифференциального сечения образования нейтронов в реакции $Pb(p, nx)$ показал хорошее согласие полученных нами результатов с данными других экспериментов, а также с результатами моделирования. Определенная нами средняя множественность нейтронов для протонов с энергией 2 ГэВ составляет $(21,8 \pm 3,4)$ нейтр. на взаимодействие. Полученная энергетическая зависимость средней множественности нейтронов в неупругих p -Pb-взаимодействиях незначительно отличается от предлагаемой в [53]. С повышением энергии протонов средняя энергия нейтронов возрастает, а доли энергии пучка, уносимые нейтронами в виде кинетической энергии и энергии, идущей на образование нейтронов с учетом энергии связи, остаются приблизительно постоянными в области выше 1 ГэВ и составляют ≈ 31 и $\approx 40\%$ соответственно. В пределах экспериментальных погрешностей нами получены близкие значения сечений образования нейтронов для падающих протонов и дейтронов с одинаковой энергией 2 ГэВ. Ввиду того, что сечение реакции для дейтронов выше, чем для протонов, средняя множественность нейтронов в реакции для протонов несколько выше, чем для дейтронов. Однако это различие находится в пределах погрешностей измерений.

Протоны и дейтроны производят близкие по форме и величине энергетические распределения нейтронов. С увеличением размера мишени преимущество эмиссии нейтронов над испусканием заряженных частиц увеличивается. Определенные нами средние множественности нейтронов для всех исследованных на пучке протонов свинцовых мишеней хорошо согласуются с предсказаниями кода HERMES [25, 52]. Для протяженной свинцовой мишени диаметром 20 см и толщиной 60 см наши измерения методом пороговых детекторов дали значения среднего выхода нейтронов, близкие к полученным методом замедления в [28], если эти данные скорректировать на утечку высокоэнергетических нейтронов. В области энергий выше 1 ГэВ дейтроны дают на ~ 10 – 15% больший выход нейтронов, чем протоны той же энергии.

С увеличением толщины и поперечного размера мишени средняя множественность нейтронов существенно возрастает за счет вторичных взаимодействий в мишени. С ростом энергии протонов вклад процесса размножения нейтронов в выход нейтронов увеличивается, превышая примерно в два раза среднюю множественность нейтронов от первичных взаимодействий протонов в свинцовой мишени $\varnothing 20 \times 60$ см при $E_p = 2$ ГэВ.

Измерения с протяженной свинцовой мишенью показали, что при одинаковой энергии пучка протоны производят нейтроны с большей средней энергией и дают на $\approx 10\%$ большую кинетическую энергию нейтронного излучения, чем дейтроны. Отношение полной энергии, затрачиваемой на образование нейтронов, к энергии частиц пучка показывает слабый рост с энергией пучка, и величина этого отношения не зависит от типа частицы пучка и составляет $\sim 46\%$ при энергии 3,7 ГэВ. Эффект возрастания средней энергии нейтронов и кинетической энергии нейтронного излучения на единицу энергии пучка с ростом энергии пучка может быть использован для дальнейшего размножения нейтронов в бланкете, окружающем свинцовую мишень.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meier M. M. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1989. V. 102. P. 310.
2. Meier M. M. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1992. V. 110. P. 289.
3. Amian W. B. et al. // Ibid. V. 112. P. 78.
4. Amian W. B. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1993. V. 115. P. 1.
5. Stamer S. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 1647.
6. Bonner B. E. et al. // Phys. Rev. C. 1978. V. 18. P. 1418.
7. Scobel W. et al. // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 2010.
8. Cierjacks S. et al. // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. P. 1976.
9. Ledoux X. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 4412.
10. Leray S. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 044621.
11. Nakamoto T. et al. // Memoirs of the Faculty of Engineering. Kyushu University. 1995. V. 55. P. 361.
12. Nakamoto T. et al. // J. Nucl. Sci. Technol. 1995. V. 32. P. 827.
13. Требуховский Ю. В. и др. Препринт ИТЭФ 3-03. М., 2003.
14. Баюков Ю. Д. и др. Препринт ИТЭФ-122. М., 1982.
15. Баюков Ю. Д. и др. Препринт ИТЭФ-172. М., 1983.
16. Cecil R. A. et al. // Phys. Rev. C. 1980. V. 21. P. 2471.
17. Cierjacks S. et al. // Proc. ICANS-V. Julich, 1981. P. 215.
18. Meier M. M. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1990. V. 104. P. 339.
19. Daniel A. V. et al. JINR Commun. E1-92-174. Dubna, 1992.
20. Meigo S. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 431. P. 521.
21. Pienkowski L. et al. // Phys. Lett. B. 1994. V. 336. P. 147.

22. *Pienkowski L. et al.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 1909.
23. *Hilscher D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 414. P. 100.
24. *Lott B. et al.* // Ibid. P. 117.
25. *Letourneau A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. V. 170. P. 299.
26. *Vassilkov R. G., Yurevich V. I.* // Proc. ICANS-XI. Tsukuba, 1990. P. 340.
27. *Nikolaev V. A. et al.* // Ibid. P. 612.
28. *Васильков Р. Г., Мызин Н. С., Чиркин Ю. М.* // АЭ. 1995. Т. 79. С. 257.
29. *Zucker M. S. et al.* // Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Accelerator-Driven Technologies and Applications. Kalmar, 1996. P. 527;
Zucker M. S. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1998. V. 129. P. 180.
30. *Arai M. et al.* // J. Neutr. Res. 1999. V. 8. P. 71.
31. *Yurevich V. I.* // Proc. ICRS-10/RPS 2004. Madeira, 2004;
Yurevich V. I. // Rad. Protection Dosimetry. 2005 (in press).
32. *Ляпин В. Г. и др.* Препринт РИ-217. М.: ЦНИИАтоминформ, 1990.
33. *Кириллов А. Д. и др.* Сообщение ОИЯИ Р13-90-193. Дубна, 1990.
34. *Цветков И. О., Юревич В. И., Ляпин В. Г.* Сообщение ОИЯИ Р1-94-239. Дубна, 1994.
35. *Воробьев И. Б. и др.* // Раб. сов. «Твердотельные трековые детекторы ядер и их применения». Дубна, 1990. С. 131.
36. *Yurevich V. I. et al.* // Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 1, № 5(122). С. 97.
37. *Korchenov V. E. et al.* // Nucl. Tracks Radiat. Meas. 1989. V. 16. P. 69.
38. *Tobaiem J., de Lassus St. Genies C. H.* Rapport CEA-N-1466(4). 1975; CEA-N-1466(1). 1977; CEA-N-1466(5). 1981.
39. *Michel R. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1995. V. 103. P. 183.
40. *Banaigs J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 95. P. 307.
41. *Воробьев И. Б. и др.* Препринт РИ-218. М.: ЦНИИАтоминформ, 1990.
42. *Nikolaev V. A. et al.* // JINR Rapid Commun. 1998. No. 4[90]. P. 25.
43. *Lisowski P. W. et al.* // Proc. of Specialists Meeting on Neutron Cross Section Standards for the Energy Region above 20 MeV, Uppsala, Sweden, 1991. NEANDC-305/U. P. 177.
44. *Eismont V. et al.* // Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, 1997. P. 494.
45. *Fomichev A. V. et al.* // Ibid. P. 1522.
46. *Carlson A. D. et al.* // Ibid. P. 1223.

72 Юревич В. И. и др.

47. *Eismont V. P. et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 2911; Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Accelerator-Driven Technologies and Applications. Praha, 1999.
48. *Обухов А. И.* // ЭЧАЯ. 2001. Т. 32, № 2. С. 319.
49. *Yurevich V. I. et al.* // Письма в ЭЧАЯ. 2005. Т. 2, № 1(124). С. 53.
50. *Тараско М. З., Крамер-Агеев Е. А., Тихонов Е. Б.* Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. М., 1970. Т. 11. С. 125.
51. *Сутенко А. Г.* Теория ядерных реакций. М., 1983. С. 341.
52. *Filges D. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 11. P. 467.
53. *Cugnon J., Volant C., Vuillier S.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 625. P. 729.
54. *Amelin N. S., Komogorov M. E.* // JINR Rapid Commun. 1999. No. 5–6[97]. P. 52; Part. Nucl., Lett. 2000. No. 3[100]. P. 35.
55. *Amelin N. S., Komogorov M. E.* JINR Commun. D11-2001-175. Dubna, 2001. P. 1.
56. *Amelin N. S. et al.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1990. V. 52. P. 172.
57. *Gudima K. K., Mashnik S. G., Toneev V. D.* // Nucl. Phys. A. 1983. V. 401. P. 329.
58. *Bondorf J. P. et al.* // Phys. Rep. 1995. V. 257. P. 133.
59. *Fraser J. S. et al.* // Phys. in Canada. 1965. V. 21(2). P. 17.
60. *Fraser J. S., Garvey P. M., Milton J. C. D.* // Trans. Amer. Nucl. Soc. 1978. V. 28. P. 754.

Получено 30 мая 2005 г.