

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ ПРИ ЭНЕРГИИ ДЕЙТРОНОВ ОТ 0.4 ДО 2.1 МэВ

© 2024 г. С. А. Мешанинов^{1,*}, А. В. Красильников¹, Н. Б. Родионов¹, Ю. А. Кашук¹, С. Ю. Обудовский¹, А. С. Джурик¹, Т. М. Кормилицын¹, Р. Н. Родионов¹, В. Н. Амосов¹, Г. Е. Немцев¹, М. И. Бикчурина^{2),3)}, Т. А. Быков^{2),3)}, Г. Д. Верховод^{2),3)}, Д. А. Касатов^{2),3)}, Я. А. Колесников^{2),3)}, Г. М. Остринов^{2),3)}, Е. О. Соколова^{2),3),4)}, **

Поступила в редакцию 11.07.2024 г.; после доработки 30.08.2024 г.; принята к публикации 30.08.2024 г.

Получение мощных потоков нейтронов требуется для наработки радиоактивных изотопов, радиационных испытаний перспективных материалов, нейтронографии, нейтрон-захватной терапии и других приложений. Взаимодействие дейтронов с литием характеризуется высоким выходом нейтронов, большим разнообразием реакций, но имеющиеся экспериментальные данные о сечении реакций скудны и противоречивы, что не позволяет достоверно оценить выход и спектр генерируемых нейтронов. В данной работе на ускорительном источнике нейтронов ВИТА с применением разработанного спектрометрического радиометра быстрых нейтронов РБН-А1 измерены эффективные парциальные сечения ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ядра Ве в основном и первом возбужденном состояниях при энергии дейтронов от 0.4 до 2.1 МэВ. Показано, что проведение измерений радиометром быстрых детекторов с двумя алмазными спектрометрическими детекторами дает ряд преимуществ по сравнению с традиционно используемым измерительным трактом со сцинтилляционным детектором. Анализ высокоэнергичной части амплитудных спектров алмазных детекторов, определяемой реакциями ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}^*$, позволил измерить эффективные парциальные сечения ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ядра Ве в основном и особенно в первом возбужденном состояниях.

DOI: 111, EDN: XXX

1. ВВЕДЕНИЕ

Мощные потоки нейтронов используют во многих сферах деятельности, включая наработку радиоактивных изотопов для медицины и промышленности, радиационные испытания современных материалов и оборудования, нейтронографию, нейтрон-захватную терапию. Наибольший выход нейтронов на единицу тока пучка заряженных частиц при относительно низких энергиях дает реакция $T(d, n)$, а с энергии 0.7 МэВ – реакция $\text{Li}(d, n)$. Взаимодействие дейтронов с энергией меньше 2.2 МэВ с природным литием приводит к десяти ядерным реакциям, в пяти из которых образуются нейтроны. Знание сечения реакций важно для оценки спектра нейтронов при радиационных испытаниях материалов, для рассмотрения возможности использования лития в качестве материала первой стенки и расчета энергетического баланса термоядерного реактора. Однако данные о сечении этих ядерных реакций либо скудны и противоречивы, либо отсутствуют.

В данной работе представлены и обсуждаются результаты измерения сечения реакций ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$, проведенные на ускорительном источнике нейтронов с использованием разработанного спектрометрического радиометра быстрых нейтронов РБН-А1 с двумя синтезированными из плазменного разряда (CVD) спектрометрическими алмазными детекторами.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование проведено на ускорительном источнике нейтронов ВИТА в Институте ядерной физики СО РАН (Новосибирск, Россия) [1, 2]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией 1 формируют пучок дейтронов, который направляют на литиевую мишень 6 через 1 мм коллиматор 3. Пучок дейтронов отличается высокая монохроматичность – 0.1%, высокая стабильность – 0.1% и возможность изменять его энергию до 2.1 МэВ. Ток пучка дейтронов перед коллиматором измеряют бесконтактным датчиком тока NPCT (Bergoz Instrumentation, Франция) 2 [3] и на литиевой мишени калиброванным сопротивлением, подключенным к мишенному узлу, электрически изолированному от установки, используя последний как глубокий цилиндр Фарадея.

Литиевая мишень представляет собой медный диск

¹⁾ Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии “Росатом” “Проектный центр ИТЭР”, Москва, Россия.

²⁾ Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия.

³⁾ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

⁴⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

* E-mail: S.Meshaninov@iterrf.ru

** E-mail: taskaev@inp.nsk.ru

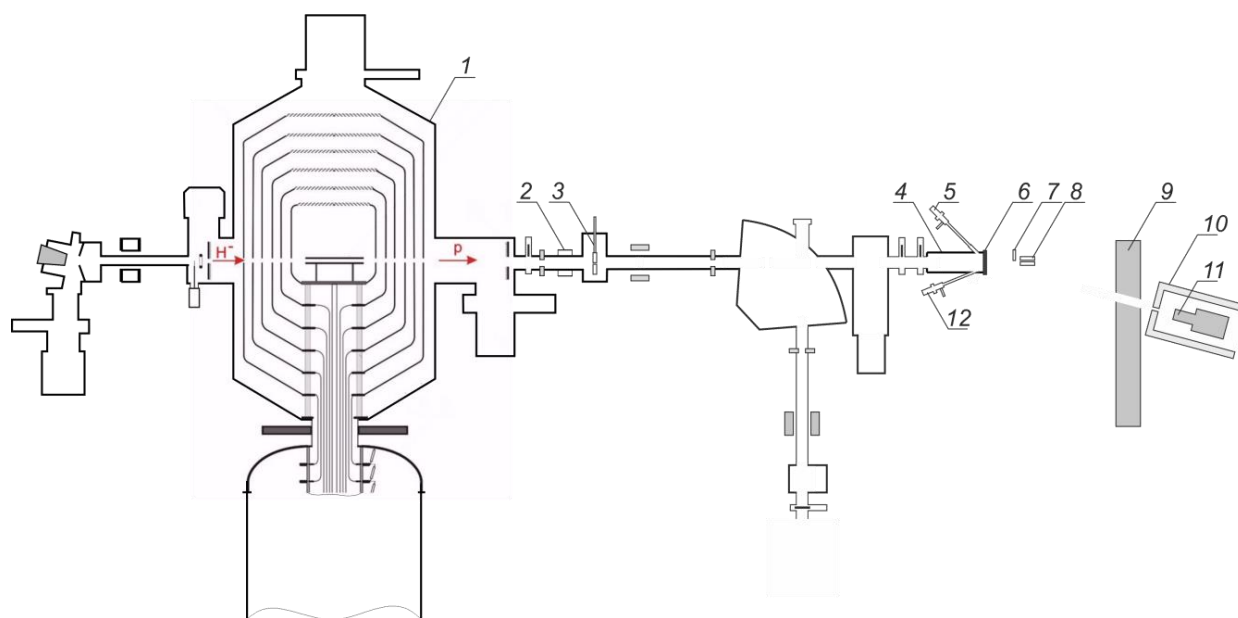


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, 2 – бесконтактный датчик тока, 3 – охлаждаемый коллиматор, 4 – мишенный узел, 5 и 12 – α -спектрометр, 6 – литиевая мишень, 7 – временно размещаемый лист свинца, 8 – спектрометрические радиометры быстрых нейтронов с алмазным детектором, 9 – временно возводимая бетонная стена, 10 – свинцовый коллиматор, 11 – γ -спектрометр.

диаметром 144 мм и толщиной 8 мм. На одну сторону диска по центру в круге диаметром 84 мм методом термического напыления в вакууме наносят визуально однородный слой лития кристаллической плотности. С обратной стороны медного диска внутри диаметра 122 мм сделаны спиралевидные каналы для охлаждения водой, эту сторону медного диска прижимают алюминиевым диском толщиной 16 мм. Литиевая мишень интегрирована в мишенный узел, оснащенный шибером и окнами для наблюдения за поверхностью мишени. Для напыления используют природный литий производства Новосибирского завода химконцентратов, в котором содержание собственно лития равно 99.956%, остальные 0.044% – примеси Na, K, Ca, Mg, Mn, Fe, Al, SiO₂ и N. Содержание лития-7 в природном литии варьируется от 92.4% [4] до 92.58% [5]. Мы будем полагать эту величину равной среднему значению, а именно 92.5%.

Толщина слоя лития измерена предложенным и реализованным *in situ* методом [6] и составила 1.79 ± 0.07 мкм. Подробное описание измерения толщины литиевого слоя приведено в работах [7, 8].

Плотность потока нейтронов и их энергия измерены с помощью двух радиометров быстрых нейтронов РБН-А1 со спектрометрическими алмазными детекторами, изготовленных в частном учреждении Государственной корпорации по атомной энергии “Росатом” “Проектном центре ИТЭР” (Москва) [9]. В одном из них, обозначаемом РБН-А1-001, детектор АД-1 изготовлен из монокристаллической CVD-

пластины размером $4.5 \times 4.5 \times 0.5$ мм³ компаний “Element Six” (площадь контактов 12.25 мм²). В другом, обозначаемом РБН-А1-003, детектор В68 изготовлен из монокристаллической CVD-пленки размером $4.0 \times 4.0 \times 0.09$ мм³ (площадь контактов 9 мм²), выращенной на алмазной подложке с проводимостью р-типа и концентрацией бора 0.01% [10]. Для детекторов АД-1 и В68 эффективность сбора заряда составляет 98% и 97%, чувствительность к 14.7 МэВ нейтронам – 8.3×10^{-5} см² и 4.0×10^{-6} см², энергетическое разрешение для моноэнергетической нейтронной линии 14.1 МэВ, полученное на дейтерий-тритиевом генераторе ИНГ-07Т под углом 90° к его оси, – 134 и 214 кэВ соответственно. Комплект радиометра быстрых нейтронов включает в себя детектор, выносной зарядочувствительный предусилитель, коаксиальный кабель длиной 20 м и блок обеспечения, состоящий из блока электропитания и усилителя формирователя, АЦП usb-8к-в1 (АО НПЦ “Аспект”, Дубна) и специально разработанного программного обеспечения.

Детекторы (8 на рис. 1) размещают параллельно оси дейтронного пучка за литиевой мишенью на некотором расстоянии и под различными углами относительно нее, при этом плоскости пластин алмазных детекторов перпендикулярны конусам регистрации. Начиная с энергии дейтронного пучка 1 МэВ между детектором большого объема АД-1 и мишенью размещают свинцовую пластину толщиной 3 мм для подавления низкоэнергетического γ -излучения. В случае, когда алмазный детектор был расположен перпендикулярно

оси дейтонного пучка, между ним и мишенью находилась часть медного фланца толщиной 67 мм.

Калибровка энергетической шкалы спектрометрических радиометров проведена с помощью образцового спектрометрического источника ^{226}Ra (паспорт № 2627/5, 12.09.2022) активностью 28.47 кБк, излучающего α -частицы с энергией 4.75, 5.45, 5.97 и 7.65 МэВ. При калибровке спектрометрических радиометров на воздухе учитывают экспериментально определенные изменения энергий α -частиц при прохождении 2 мм воздуха – расстояния от поверхности α -источника до поверхности чувствительного элемента детектора. Дополнительно для калибровки спектрометрического радиометра с детектором АД-1 используют образцовый спектрометрический источник конверсионных электронов ^{137}Cs (паспорт № 1050/4, 21.10.2014) активностью 32.3 кБк, характеризующийся энергией электронов внутренней конверсии с K -оболочки 624 кэВ. Зависимость энергии E от номера канала N рассчитывают автоматически в программном обеспечении “Аспект контроль”, полагая ее полиномом второго порядка: E [кэВ] = $64.3 + 5.91 \times N - 1.75 \times 10^{-4} \times N^2$ для радиометра с детектором АД-1 и E [кэВ] = $48.8 + 6.07 \times N - 2.45 \times 10^{-4} \times N^2$ для радиометра с детектором В68.

Определение чувствительности спектрометрического радиометра РБР-А1-001 с детектором АД-1 проведено на нейтронном дейтерий-тритиевом генераторе ИНГ-07Т. Амплитудный спектр детектора измерен на расстоянии 5 см от мишени генератора на его оси. Контроль плотности нейтронного потока в этой точке осуществлен с использованием активационного детектора из алюминия – диска диаметром 31 мм и толщиной 1 мм. Плотность потока рассчитана по измеренным значениям наведенной активности ^{24}Na из реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ и составила $(8.59 \pm 0.29) \times 10^5 \text{ c}^{-1} \text{ см}^{-2}$ (3.4%), соответствующая чувствительность радиометра с детектором АД01 составила $(8.36 \pm 0.33) \times 10^{-5} \text{ см}^2$ (4.0%). Средняя энергия нейтронного потока определена из амплитудного спектра радиометра РБР-А1-001 (рис. 2) и составила 14.63 МэВ. Правый пик амплитудного спектра алмазного детектора обусловлен пороговой реакцией $^{12}\text{C}(n, \alpha_0)^9\text{Be}$ (энергия порога – 5.7 МэВ) [11–14], поэтому для восстановления высокоэнергетической части нейтронного спектра необходимо сместить соответствующую часть измеренного амплитудного спектра на 5.7 МэВ и провести нормировку на сечение этой реакции и чувствительность детектора.

На рис. 2 также приведен нейтронный спектр дейтерий-тритиевого генератора ИНГ-07Т под углом 90°, позволяющий определить энергетическое разрешение (без учета уширения энергетической линии 14.1 МэВ самим генератором), составившее 0.95% для спектрометрического радиометра РБР-А1-001 с де-

тектором АД-1.

Аналогично проведена калибровка чувствительности РБР-А1-003 с детектором В68, в результате которой определена чувствительность к нейтронному потоку со средней энергией 14.59 МэВ, составившая $(4.04 \pm 0.17) \times 10^{-6} \text{ см}^2$ (4.3%).

3. РЕАКЦИИ

Взаимодействие дейтронов с энергией меньше 2.2 МэВ с ядрами природного лития приводит к следующим ядерным реакциям [1]:

- 1 $^7\text{Li} + d = n + ^8\text{Be} + 15.028 \text{ МэВ},$
 $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha + 0.094 \text{ МэВ};$
- 2 $^7\text{Li} + d = n + \alpha + \alpha + 15.121 \text{ МэВ};$
- 3 $^7\text{Li} + d = \alpha + ^5\text{He} + 14.162 \text{ МэВ},$
 $^5\text{He} \rightarrow n + \alpha + 0.957 \text{ МэВ};$
- 4 $^6\text{Li} + d = \alpha + \alpha + 22.38 \text{ МэВ};$
- 5 $^6\text{Li} + d = n + ^7\text{Be} + 3.385 \text{ МэВ};$
- 6 $^6\text{Li} + d = p + ^7\text{Li} + 5.028 \text{ МэВ};$
- 7 $^6\text{Li} + d = p + ^7\text{Li}^* + 4.550 \text{ МэВ};$
- 8 $^6\text{Li} + d = t + p + \alpha + 2.6 \text{ МэВ};$
- 9 $^6\text{Li} + d = t + ^5\text{Li} + 0.595 \text{ МэВ},$
 $^5\text{Li} \rightarrow \alpha + p + 1.965 \text{ МэВ};$
- 10 $^6\text{Li} + d = ^3\text{He} + ^5\text{He} + 0.840 \text{ МэВ},$
 $^5\text{He} \rightarrow n + \alpha + 0.957 \text{ МэВ}.$

Данные о сечении этих реакций скудны и зачастую отсутствуют. В базе данных ENDF/B приведены данные только для двух реакций: $^6\text{Li}(d, \alpha)\alpha$ и $^6\text{Li}(d, p)^7\text{Li}$, в базе данных TENDL – эти же реакции, но со ссылкой на то, что они взяты из базы данных ENDF/B, в базе данных JENDL данные отсутствуют. В библиотеках EXFOR и IBANDL приводят данные из оригинальных статей, и в этих библиотеках, помимо данных о реакциях $^6\text{Li}(d, \alpha)\alpha$ и $^6\text{Li}(d, p)^7\text{Li}$, есть данные о сечении реакций $^7\text{Li}(d, \alpha)^5\text{He}$ ($^5\text{He} \rightarrow \alpha + n$) и $^6\text{Li}(d, p)^7\text{Li}^*$. Таким образом, из 10 ядерных реакций взаимодействия дейтрона с природным литием, из которых в пяти испускаются нейтроны, имеются данные о сечении только четырех ядерных реакций, в одной из которых испускается нейтрон. В недавней работе [8] представлены результаты измерения сечения этих четырех реакций, а также реакции $^7\text{Li}(d, n)2\alpha$ обеспечивающей наибольший выход нейтронов. В настоящей работе предметом исследования является измерение сечения реакции $^7\text{Li}(d, n)^8\text{Be}$, характеризующееся наибольшей энергией генерируемых нейтронов. Оставшиеся две реакции генерации нейтронов, $^6\text{Li}(d, n)^7\text{Be}$ и $^6\text{Li}(d, ^3\text{He})^5\text{He}$ ($^5\text{He} \rightarrow \alpha + n$), сложны для измерения из-за низкой энергии продуктов реакции, но из-за низкого содержания изотопа ^6Li в природном ли-

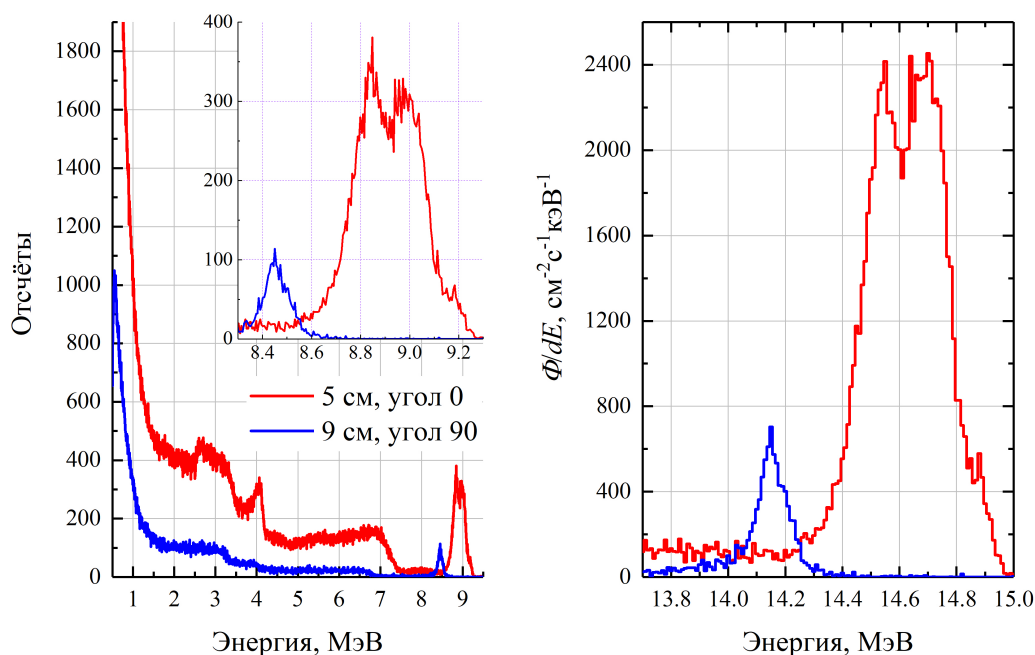


Рис. 2. Амплитудный спектр радиометра быстрых нейтронов с алмазным детектором АД-1 под облучением нейтронным спектром дейтерий-третиевого генератора ИНГ-07Т под углом 0° и 90° относительно его оси и восстановленная по нему часть нейтронного спектра, где Φ/dE — плотность потока, нормированная на энергетическую ширину канала.

тии могут давать небольшой вклад в суммарный выход нейтронов. Таким образом, в настоящей работе добавляются данные о реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$, что позволяет достовернее оценить выход и энергетический спектр нейтронов в высокоэнергичной части спектра.

4. ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ

Сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ измерено следующим образом. Тонкий слой лития литиевой мишени облучают пучком дейтронов и регистрируют амплитудные спектры алмазных детекторов радиометра быстрых нейтронов в определенном телесном угле. Дифференциальное сечение реакции в лабораторных координатах $d\sigma/d\Omega$ определено по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e\Phi}{nl_{\text{Li}}I_d\Omega_{\text{lab}}} \frac{1}{(1 - k_{\text{abs}})},$$

где e — заряд электрона, n — плотность ядер ${}^7\text{Li}$, равная $(4.251 \pm 0.004) \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$, l_{Li} — толщина слоя лития, равная $(1.79 \pm 0.07) \times 10^{-4} \text{ см}$, I_d — ток дейтронов, k_{abs} — коэффициент ослабления нейтронного потока при прохождении моноэнергетического нейтронного потока сквозь конструкционные материалы, Ω_{lab} — телесный угол (табл. 1, [15]), Φ — плотность потока нейтронов, определяемая по формуле:

$$\Phi = \frac{Y}{Tk(\sigma_{12\text{C}})},$$

где $k(\sigma_{12\text{C}})$ — чувствительность детектора радиометра, зависящая от сечения реакции ${}^{12}\text{C}(n, \alpha_0){}^9\text{Be}$, Y — экспериментально определенное количество полезных событий в области анализа, T — время измерения.

Для определения коэффициента ослабления нейтронного потока со средней энергией 14.6 МэВ проведены дополнительные измерения плотности нейтронного потока под дейтерий-третиевым генератором ИНГ-07Т. Между мишенью генератора и детектором размещены материалы, соответствующие конструкции нейтронного источника ВИТА при различных положениях детектора, после чего проведены измерения амплитудного спектра алмазного детектора АД-1 в составе радиометра РБН-А1-001. Поскольку не представляется возможным экспериментальное определение коэффициента ослабления моноэнергетического нейтронного потока разной энергии, то коэффициенты ослабления при различной энергии нейтронного потока определены с помощью нормировки коэффициента ослабления нейтронного потока со средней энергией 14.55–14.59 МэВ на относительное изменение значений полного сечения взаимодействия нейтронов с соответствующими материалами. Значения полного сечения взаимодействия нейтронов с соответствующими материалами определено в соответствии с их изотопным составом (изотопный состав природной меди: ${}^{63}\text{Cu}$ (69.1%) и ${}^{65}\text{Cu}$ (30.9%), дюралю: ${}^{27}\text{Al}$ (90–95%), свинца: ${}^{206}\text{Pb}$ (46.2%) и ${}^{208}\text{Pb}$ (52.4 %)). Расчет коэффициента ослабления моно-

Таблица 1. Значения нормировочных коэффициентов

Средняя энергия дейтрона в реакции, кэВ	РБН-А1-001 с детектором АД-1			РБН-А3-001 с детектором В68		
	телесный угол, $\times 10^{-2}$ ср	коэффициент ослабления моноэнергетического нейтронного потока с образованием Ве		телесный угол, $\times 10^{-2}$ ср	коэффициент ослабления моноэнергетического нейтронного потока с образованием Ве	
		в основном состоянии	в 1-м возбужденном состоянии		в основном состоянии	в 1-м возбужденном состоянии
333	1.060	0.234	—	5.327	0.291	—
441	2.118	0.258	—	1.978	0.274	—
760	1.266	0.260	0.278	5.327	0.289	0.303
864	1.940	0.648	0.676	5.327	0.289	0.302
962	3.660	0.280	0.296	3.909	0.241	0.253
1064	3.660	0.280	0.296	3.909	0.241	0.252
1170	3.660	0.279	0.296	3.909	0.240	0.252
1270	3.660	0.279	0.295	3.909	0.240	0.251
1372	3.660	0.279	0.295	3.909	0.239	0.250
1473	3.660	0.278	0.295	3.909	0.239	0.250
1573	3.660	0.278	0.294	3.909	0.238	0.249
1674	3.660	0.278	0.294	3.909	0.238	0.249
1776	3.660	0.278	0.293	3.909	0.238	0.248
1877	3.660	0.278	0.293	3.909	0.238	0.248
1977	3.660	0.277	0.293	3.909	0.237	0.247
2078	3.660	0.277	0.293	3.909	0.237	—

энергетического нейтронного потока при прохождении конструкционных материалов с незначительными изменениями толщины так же произведен с помощью нормировки на относительное изменение плотности потока нейтронов, полученного из экспоненциального закона ослабления плотности потока нейтронов [16]. Результаты вычислений представлены в табл. 1.

5. РЕАКЦИЯ ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$

Реакция ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ приводит к образованию нейтрона и ядра бериллия, при этом ядро бериллия может находиться как в основном, так и в возбужденном состоянии: $\Gamma_{s\text{Be}} \sim 10$ эВ, $E_{s\text{Be}^*} \approx 2.9$ МэВ при $\Gamma_{s\text{Be}^*} \sim 0.8$ МэВ. Типичный амплитудный спектр детектора, расположенного под углом 90° относительно оси дейтерий-третиевого нейтронного генератора под моноэнергетическим нейтронным пучком с энергией 14.1 МэВ, представлен на рис. 2, а амплитудный спектр под мишенью установки ВИТА представлен на рис. 3а.

Восстановление высокоэнергетической части нейтронных спектров проведено нормировкой спектрального отклика алмазного детектора на сечение реакции ${}^{12}\text{C}(n, \alpha_0){}^9\text{Be}$ с учетом энергетического порога 5.7 МэВ. Использовано сечение реакции из работы [13], поскольку оно определено с меньшей погрешностью на схожем по качеству материалу. Пра-

вый пик нейтронного спектра обусловлен нейтронами, образованными в реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии. В интервале энергий 6–8 МэВ амплитудных спектров алмазного детектора заметен дополнительный горб, обусловленный нейтронами из той же реакции, но с образованием ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии, который будет рассмотрен ниже. Высокоэнергетический пик аппроксимирован распределением Гаусса с фиксацией положения его центра, ширины на половине высоты и площади (табл. 2 и 3). Также в амплитудных спектрах заметны две ступени – в области 1.5–4 МэВ и 1–1.5 МэВ, которые соответствуют нейтронным группам с более низкой энергией, но их анализ в данной работе проводиться не будет.

Проведено сравнение экспериментально полученных данных средней энергии нейтронного потока с результатами расчета кинематики реакции ${}^7\text{Li} + d = n + {}^8\text{Be} + 15.028$ МэВ [17] для обоих алмазных детекторов. Помимо хорошего соответствия с расчетными значениями у обоих спектрометрических радиометров видно небольшое, но увеличивающееся с ростом энергии дейтронов отклонение, которое может быть обусловлено как погрешностью калибровки, так и физическими параметрами установки ВИТА (например, изменением фокусировки пучка дейтронов при увеличении его энергии, что приводит к фактическому изменению расстояния от источника нейтронов

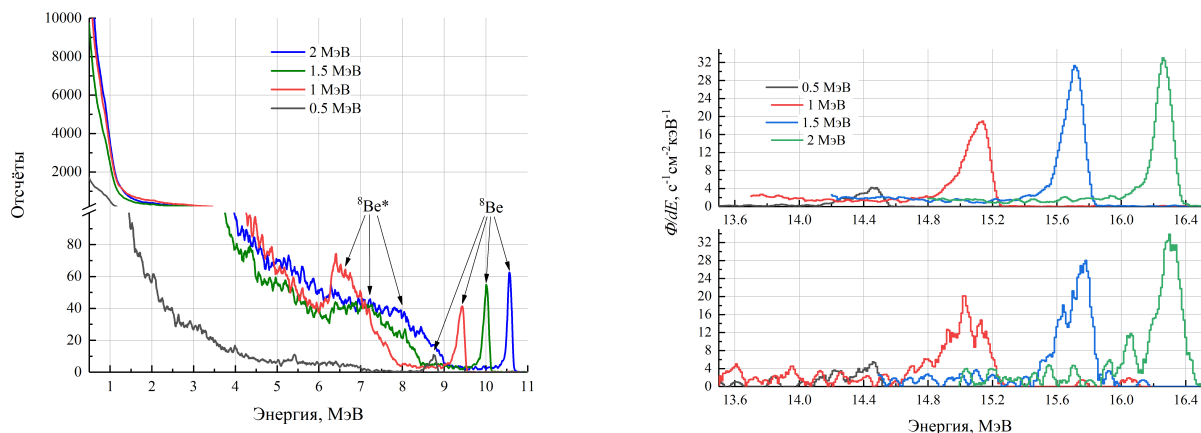


Рис. 3. *a* – Амплитудные спектры радиометра быстрых нейтронов с алмазным детектором большого размера АД-1 под облучением установки ВИТА при разных значениях энергии налетающих дейтронов. *б* – Спектры нейтронов, полученные из этих (сверху) и аналогичных им амплитудных спектров алмазных детекторов разной чувствительности (АД-1 – сверху и В68 – снизу), где Φ/dE – плотность потока, нормированная на энергетическую ширину канала.

Таблица 2. Измеренная с помощью РБН-А1-001 с детектором АД-1 плотность потока нейтронов реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$

Энергия налетающего дейтрона, МэВ	Средняя потеря энергии дейтрона в мишени, кэВ	Угол от оси, град	Расстояние, см	Средний ток пучка, мкА	Живое время, с	Положение пика нейтронов, МэВ	ШНПВ пика нейтронов, кэВ	Плотность потока нейтронов, $\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}$
0.4	72	9	9.7	1.745	5399.58	14.36	153	92
0.5	63	29	6.85	1.823	5398.12	14.52	218	877
0.8	47	30	8.87	1.692	5396.32	14.63	207	2182
0.9	43	90	7.16	1.815	5396.02	13.93	130	1303
1	41	20	5.2	1.915	5388.01	15.24	197	3754
1.1	38	20	5.2	1.741	5387.57	15.37	158	3840
1.2	37	20	5.2	1.825	5390.15	15.50	171	3944
1.3	34	20	5.2	1.815	5390.88	15.63	153	4397
1.4	32	20	5.2	1.872	5390.91	15.76	154	4822
1.5	31	20	5.2	1.859	5390.45	15.88	146	4884
1.6	29	20	5.2	1.810	5389.61	16.00	140	4969
1.7	28	20	5.2	1.903	5387.53	16.13	128	5418
1.8	27	20	5.2	1.853	5385.4	16.25	122	5035
1.9	26	20	5.2	1.879	5385.18	16.37	127	4654
2	25	20	5.2	1.905	5385.08	16.48	119	4347
2.1	24	20	5.2	1.827	5383.76	16.60	126	4327

до детектора с изменением угла). Ширина резонанса с образованием ядра бериллия в основном состоянии весьма мала и составляет около 10 эВ [16], поэтому можно утверждать, что ширина экспериментально полученного пика определена энергетическим разрешением самого детектора, потерей энергии дейтронов в мишени и размытием спектра нейтронов при прохождении сквозь конструкционные материалы от мишени до детектора, которым можно пренебречь. В результате оценки на интервале энергий налетающих

дейтронов от 1 до 2 МэВ ширина на полувысоте пика детектора РБН-А1-001 уменьшается с 1.2% до 0.75%.

Полученные данные позволяют определить дифференциальное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии. Поскольку дифференциальные сечения, измеренные с помощью обоих детекторов, не отличаются друг от друга в пределах погрешностей, то данную реакцию можно считать изотропной (рис. 4, табл. 4 и 5).

Погрешность измерения сечения определяется по-

Таблица 3. Измеренная с помощью РБН-А1-003 с детектором В68 плотность потока нейтронов реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ (живое время составляло 5399.3 с)

Энергия дейтрона, МэВ	Угол от оси, град	Расстояние, см	Средний ток пучка, мкА	Положение пика нейтронов, МэВ	ШНПВ пика нейтронов, кэВ	Плотность потока нейтронов, $\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}$
0.4	38	4.3	1.745	14.31	153	1920
0.5	32	7.09	1.823	14.36	321	1308
0.8	38	4.3	1.692	14.58	250	7583
0.9	38	4.3	1.815	14.70	232	6267
1	13	5.03	1.915	15.02	325	5134
1.1	13	5.03	1.741	15.24	216	5683
1.2	13	5.03	1.825	15.35	242	5248
1.3	13	5.03	1.815	15.58	217	4913
1.4	13	5.03	1.872	15.61	225	6060
1.5	13	5.03	1.859	15.73	217	5749
1.6	13	5.03	1.810	15.87	170	4586
1.7	13	5.03	1.903	15.96	184	5932
1.8	13	5.03	1.853	16.05	200	5996
1.9	13	5.03	1.879	16.15	212	4714
2	13	5.03	1.905	16.30	170	6089
2.1	13	5.03	1.827	16.41	189	5455

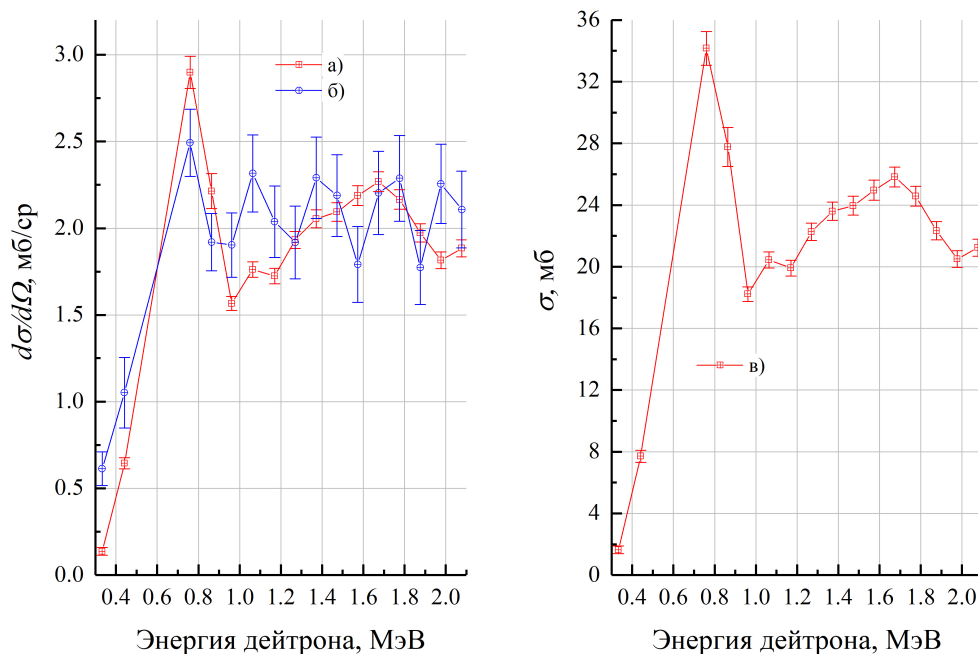


Рис. 4. Дифференциальные (а, б) и эффективное парциальное (в) сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии, определенные по амплитудным спектрам двух разных алмазных детекторов с указанием статистической погрешности.

погрешностью измерения толщины лития (4%), погрешностью определения чувствительности детекторов (не выше 4.3%), погрешностью установки детек-

тора (не более 2%), погрешностью определения коэффициента ослабления моноэнергетического нейтронного потока при прохождении сквозь конструк-

Таблица 4. Дифференциальное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии

E , кэВ	θ_1 , град	$d\sigma_1/d\Omega_1$, мбн/ср	$\Delta d\sigma_1/d\Omega_1$, мбн/ср	θ_2 , град	$d\sigma_2/d\Omega_2$, мбн/ср	$\Delta d\sigma_2/d\Omega_2$, мбн/ср	δ_{c12} , %
333	9	0.12	0.02	38	0.40	0.06	6.3
441	29	0.57	0.03	32	0.67	0.13	6.4
760	30	3.28	0.10	38	1.86	0.14	6.4
864	90	1.73	0.08	38	1.53	0.13	6.6
962	20	1.74	0.04	13	1.64	0.16	6.4
1064	20	1.96	0.05	13	1.95	0.19	6.6
1170	20	1.87	0.05	13	1.69	0.17	6.8
1270	20	1.96	0.05	13	1.51	0.16	6.8
1372	20	2.06	0.05	13	1.79	0.18	6.8
1473	20	2.17	0.06	13	1.73	0.19	7.0
1573	20	2.37	0.06	13	1.49	0.18	7.0
1674	20	2.55	0.06	13	1.90	0.21	7.0
1776	20	2.50	0.06	13	2.01	0.22	7.0
1877	20	2.38	0.06	13	1.62	0.19	6.8
1977	20	2.35	0.06	13	2.15	0.22	6.8
2078	20	2.27	0.06	13	2.01	0.21	6.9

Таблица 5. Эффективное парциальное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии

E , кэВ	ΔE , кэВ	σ_1 , мбн	δ_{st} , %	δ_{12} , %
333	72	1.64	15.7	6.3
441	63	7.71	5.1	6.4
760	47	34.16	3.2	6.4
864	43	27.77	4.6	6.6
962	41	18.23	2.6	6.4
1064	38	20.44	2.5	6.6
1170	37	19.91	2.6	6.8
1270	34	22.27	2.5	6.8
1372	32	23.60	2.5	6.8
1473	31	23.96	2.6	7.0
1573	29	24.97	2.6	7.0
1674	28	25.83	2.5	7.0
1776	27	24.57	2.6	7.0
1877	26	22.34	2.6	6.8
1977	25	20.51	2.6	6.8
2078	24	21.24	2.6	6.9

ционные материалы (4%), погрешностью определения плотности атомных ядер лития (1%) и стандартной погрешностью (1–1.5%); в общей сложности это не более 7.6%. Погрешность определения угла составляет $\pm 1^\circ$. Погрешность определения сечения реакции ${}^{12}\text{C}(n, \alpha_0){}^9\text{Be}(\delta_{c12})$ и статистическая погрешность ($d\sigma_i/d\Omega_i$) указаны в табл. 4, 5.

Основные работы, в которых проводили абсолют-

ные измерения эффективного парциального сечения ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ – это работы [18–21], включенные в базу данных EXFOR [22]. Только в двух работах [20, 21] на основании измерения углового энергетического распределения плотности нейтронного потока измерено эффективное парциальное сечение этой реакции. Относительные угловые энергетические распределения плотности нейтронного потока слабо коррелируют друг с другом, а выявленные зависимости у разных авторов разные и могут быть обусловлены характерным для их установок ослаблением нейтронного потока при прохождении сквозь конструкционные материалы. По дифференциальным сечениям наибольшее совпадение полученных в настоящей работе результатов при энергиях дейтронов 0.4–0.5 МэВ наблюдается с результатами Dai Nengxiong [19], измеренных под углом 90° , при энергиях дейтронов 0.8–1.5 МэВ – с результатами Бочкарева [18], измеренных под углом 0° , и при энергиях дейтронов 1.5–2.1 МэВ с результатами Осетинского [21], измеренных под углом 120° . Эффективное парциальное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии находится ниже значений, измеренных в работах [20, 21]. Поскольку углы, на которых были расположены оба детектора относительно пучка налетающих дейтронов, не сильно отличаются друг от друга, то предположение об изотропности данной реакции может оказаться ошибочным. Результаты измерений относительных угловых энергетических распределений плотности нейтронного потока, соответствующих ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ${}^8\text{Be}$ в основном состоя-

нии, в ряде работ других авторов также можно считать изотропными в пределах погрешности измерения [20, 21, 23–25].

6. РЕАКЦИЯ ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$

Реакция ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ приводит к образованию нейтрона и ядра бериллия в первом возбужденном состоянии $E_{s\text{Be}^*} \approx 2.9$ МэВ при $\Gamma_{s\text{Be}^*} \sim 0.8$ МэВ. Восстановление высокоэнергетической части нейтронных спектров, обусловленное этим каналом ядерной реакции, осложнено не только наложением на нейтронную группу с широким энергетическим распределением из реакции ${}^7\text{Li}(d, n\alpha){}^4\text{He}$, но и наложением на амплитудные спектры, обусловленные более высокоэнергетической частью нейтронного спектра, включая рассмотренную выше реакцию с образованием ядра ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии (каналы реакции ${}^{12}\text{C}(n, 3\alpha)$ на алмазе). Наиболее верным решением было бы использовать экспериментальные спектральные отклики под моноэнергетическими нейтронными пучками, полученными, например, в работе [13], но, к сожалению, в полной мере они не приведены, поэтому применен традиционный способ восстановления нейтронных спектров на основе функции отклика алмазного детектора, полученной с помощью кода ПО Geant4. Рассчитанная с помощью ПО Geant4 [26] функция отклика алмазного детектора связывает между собой групповой спектр налетающих на детектор нейтронов и амплитудный спектр детектора (среднее количество отсчетов в каналах условного АЦП, где номер канала соответствует величине оставленной продуктами реакции энергии). Недостаток данного способа помимо высокой погрешности заключается в том, что при восстановлении нейтронного спектра наблюдается достаточно сильное расхождение результатов расчета с экспериментальными данными с появлением дополнительных экстремумов, ничем в действительности не обусловленных в области ожидаемого нейтронного пика из ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ [26].

Характерный амплитудный спектр алмазного детектора под облучением установки VITA при 1 МэВ энергии налетающих дейтронов с результатом восстановления нейтронных спектров в области энергий, соответствующих ядерной реакции с образованием первого возбужденного состояния ядра бериллия, представлен на рис. 5.

С помощью аппроксимации амплитудных спектров при разных энергиях налетающих дейтронов функцией отклика алмазного детектора получены энергетические спектры нейтронов (рис. 5а снизу), в окрестности ожидаемого пика выделен фон в виде функции $\Phi(E) = a + b \cdot c^E$, соответствующий широкому энергетическому нейтронному распределению из реакции ${}^7\text{Li}(d, n\alpha){}^4\text{He}$ и рассеянной компоненте нейтронной группы, соответствующей образованию

ядра ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии, разница между ними позволила выделить нейтронный пик, обусловленный нейтронной группой, соответствующей образованию ядра ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии (рис. 5б). Для оценки погрешности неопределенности функции фона рассмотрены две дополнительные функции, соответствующие предельным значениям интеграла пика, соответствующего ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ (рис. 5а снизу). Важно отметить, что пик в районе 11 МэВ обусловлен не физическими явлениями, а несовершенством аппроксимации функцией отклика алмазного детектора. Погрешность неопределенности функции фона является доминирующей и определена как среднеквадратическое отклонение интеграла пика, соответствующего ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$, полученного с использованием трех разных функций.

Поскольку стабильность и высокая величина энергетического разрешения спектрометра при изменении энергии дейтронного пучка подтверждается нейтронным пиком, соответствующим ядерной реакции с образованием ядра ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии, то представляется возможным определить среднюю энергию возбуждения ядра ${}^8\text{Be}^*$ и ее среднюю ширину. По полученным спектрометрическим радиометром РБН-А1-001 результатам энергия первого возбужденного состояния ядра ${}^8\text{Be}^*$ составила 2.88 ± 0.13 МэВ, а ее ширина 0.96 ± 0.27 МэВ. Получено хорошее совпадение при сравнении экспериментально полученных данных средней энергии нейтронного потока с результатами расчета кинематики реакции ${}^7\text{Li} + d = n + {}^8\text{Be} + 15.028$ МэВ [17] с учетом энергии на возбуждение ядра ${}^8\text{Be}^*$ 2.88 МэВ для обоих алмазных детекторов (табл. 6).

Полученные данные позволяют определить дифференциальное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ с образованием ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии. При энергии пучка налетающих дейтронов с энергией 400 и 500 кэВ нейтронного пика, соответствующего образованию ${}^8\text{Be}^*$, не обнаружено. Дифференциальные сечения, полученные с помощью детектора малого объема, обладают большим разбросом и малой достоверностью из-за недостаточного для восстановления нейтронных спектров количества отсчетов, но тем не менее показывают хорошее совпадение с результатами измерений, полученными с помощью детектора большего объема АД1 особенно в области энергий 0.7–1.1 МэВ. Эффективное парциальное сечение реакции определяем, считая реакцию изотропной (рис. 6, табл. 7).

Погрешность измерения сечения определяется погрешностью определения толщины лития (4%), погрешностью определения чувствительности детекторов (не выше 4.3%), погрешностью установки детекторов (не более 2%), погрешностью определения коэффициента ослабления моноэнергетического нейтронного потока при прохождении сквозь конструк-

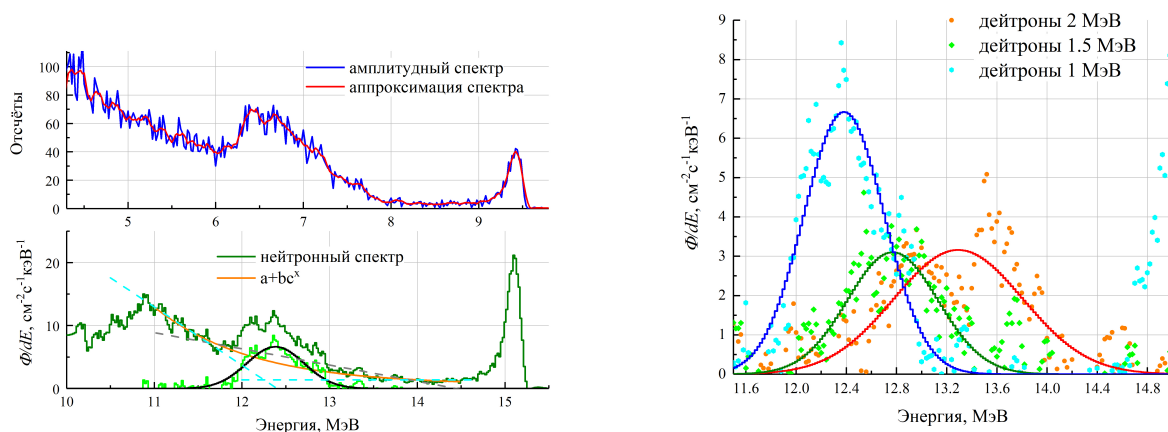


Рис. 5. *а* – Сверху амплитудный спектр алмазного детектора большого объема (АД-1) под облучением установки ВИТА при 1 МэВ энергии налетающих дейтронов (синий цвет), его аппроксимация функцией отклика алмазного детектора (красный) и внизу восстановленный нейтронный спектр (зеленый), где Φ/dE – плотность потока, нормированная на энергетическую ширину канала. На нижнем графике также представлена аппроксимирующая функция фона $y = a + b \cdot c^x$ (оранжевый цвет), предельные аппроксимирующие функции фона из двух прямых (голубая штриховая кривая) и одной прямой (серая штриховая), выделенный пик, соответствующий ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ (салатовый цвет), его аппроксимация распределением Гаусса (черный). *б* – Выделенные нейтронные спектры, полученные с помощью РБН-А1-001, соответствующие первому уровню возбуждения ядра ${}^8\text{Be}^*$ с их аппроксимацией распределением Гаусса для энергии налетающих дейтронов 1, 1.5 и 2 МэВ.

Таблица 6. Измеренная с помощью РБН-А1-001 плотность потока нейтронов реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ (средняя потеря энергии дейтрона в мишени, угол от оси, расстояние до мишени, средний ток пучка и живое время приведены в соответствующих столбцах табл. 3 и 4)

Энергия налетающего дейтрона, МэВ	РБН-А1-001 с детектором АД-1			РБН-А1-003 с детектором В68		
	положение пика нейтронов, МэВ	ШНПВ пика нейтронов, кэВ	плотность потока нейтронов, $\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}$	положение пика нейтронов, МэВ	ШНПВ пика нейтронов, кэВ	плотность потока нейтронов, $\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}$
0.8	12.26	0.33	243	12.04	1.21	3662
0.9	11.10	0.77	1084	12.10	0.53	3263
1	12.38	0.77	5418	12.50	1.21	9342
1.1	12.38	0.92	9441	12.51	1.10	14573
1.2	12.52	0.93	5084	12.65	0.84	6144
1.3	12.61	0.88	4255	12.45	1.15	4920
1.4	12.71	0.87	3281	12.85	1.16	9072
1.5	12.76	0.90	2900	13.24	1.56	9292
1.6	12.95	0.95	2880	13.14	1.36	7282
1.7	12.92	1.16	3391	13.11	1.66	10618
1.8	13.07	1.32	4533	13.53	1.04	5798
1.9	13.23	1.38	3960	13.49	1.22	9145
2	13.30	1.21	4061	13.60	0.99	7034
2.1	13.37	1.09	3083			

сионные материалы (4%), погрешностью определения плотности ядер Li (1%), суммой погрешности определения сечения ядерных нейтронных реакций на углероде из базы данных ENDF/B-VIII.0, используемых в ПО Geant4, и погрешности аппроксима-

ции (не более 20% + 5%) и стандартной погрешностью (1–1.5 %); в общей сложности это не более 26.1%. Погрешность определения угла составляет $\pm 1^\circ$. Корень суммы квадратов статистической погрешности и погрешности неопределенности функции фона

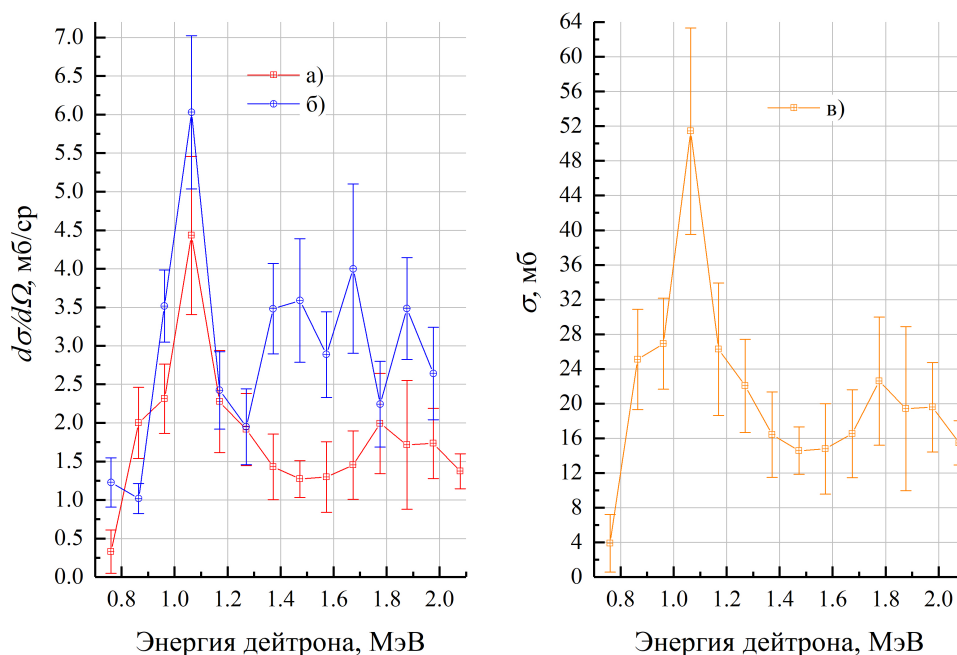


Рис. 6. Дифференциальные (а, б) и эффективное частичное сечение (в) реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ с образованием ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии, определенные по измерениям спектров отклика двух алмазных детекторов разной чувствительности с указанием корня суммы квадратов статистической погрешности и погрешности неопределенности функции фона.

($\Delta d\sigma_i/d\Omega_i$, $\Delta\sigma$) указан в табл. 7.

Основные работы, в которых проводились абсолютные измерения сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ с образованием ${}^8\text{Be}^*$, — это работы [18–21], включенные в базу данных EXFOR [22]. Только в двух работах [20, 21] на основании измерения углового энергетического распределения плотности нейтронного потока измерено эффективное частичное сечение этой реакции. Угловые распределения сечения реакции, также как и для случая образования ядра ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии, слабо коррелируют друг с другом, а выявленные зависимости у разных авторов разные и могут быть обусловлены характерным для их установок ослаблением нейтронного потока при прохождении сквозь конструкционные материалы, энергетическим разрешением используемых ими детекторов и алгоритмом выделения нейтронного пика от ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ на фоне остальных составляющих амплитудных спектров. Значения как дифференциальных, так и эффективных частичных сечений, полученных в данной работе, лежат существенно ниже измеренных другими авторами величин, что обусловлено использованием более качественного спектрометрического оборудования и последующей обработки полученных данных. Положение резонансного максимума этой ядерной реакции выше, чем у всех предыдущих исследователей, что указывает на то, что, в отличие от них, анализируемый пик на амплитудных спектрах детектора не содержит в се-

бе отсчетов, обусловленных вкладом ядерных реакций ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с резонансным максимумом ниже 0.8 МэВ и ${}^7\text{Li}(d, n\alpha){}^4\text{He}^*$ со смесью резонансных максимумов ниже 1.1 МэВ [8].

Предположение об изотропности данной реакции может оказаться ошибочным, но и результаты измерений углового распределения частичного сечения реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ с образованием ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии другими авторами можно считать изотропными в пределах погрешности измерения [20, 21, 24, 28].

Лишь в одной работе [28] говорится о наблюдении ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^{**}$ с образованием второго возбужденного состояния ${}^8\text{Be}^{**}$ с энергией 11.7 МэВ, но выглядит это несколько самонадеянно, поскольку помимо широкого нейтронного распределения ${}^7\text{Li}(d, n\alpha){}^4\text{He}$ как раз в этой области энергий должен наблюдаться пик от ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}$ реакции, не говоря про фоновое гамма-излучение и вклад от более высокоэнергетических нейтронных ядерных реакций. На основании вышеизложенного можно утверждать, что в рассматриваемом энергетическом интервале определены все эффективные частичные сечения ядерной реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены эффективные частичные сечения ядерных реакций ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ с образованием ядра

Таблица 7. Дифференциальное и интегральное сечение реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}^*$ с образованием ${}^8\text{Be}^*$ в первом возбужденном состоянии

E , кэВ	ΔE , кэВ	θ_1 , град	$d\sigma_1/d\Omega_1$, мбн/ср	$\Delta d\sigma_1/d\Omega_1$, мбн/ср	σ , мбн	$\Delta\sigma$, мбн
760	47	30	0.33	0.28	3.91	3.3
864	43	90	2.00	0.46	25.1	5.8
962	41	20	2.31	0.45	26.9	5.2
1064	38	20	4.43	1.03	51.8	11.9
1170	37	20	2.28	0.66	26.3	7.6
1270	34	20	1.91	0.47	22.1	5.4
1372	32	20	1.43	0.43	16.4	4.9
1473	31	20	1.27	0.24	14.6	2.7
1573	29	20	1.30	0.46	14.8	5.2
1674	28	20	1.45	0.44	16.5	5.1
1776	27	20	1.99	0.65	22.6	7.4
1877	26	20	1.71	0.84	19.4	9.5
1977	25	20	1.73	0.46	19.6	5.2
2078	24	20	1.37	0.23	15.5	2.5

Be в основном и первом возбужденном состояниях. Измерены энергия и ширина первого возбужденного энергетического уровня ядра ${}^8\text{Be}^*$. Показаны преимущества и возможности применения спектрометрических алмазных детекторов в составе радиометра быстрых нейтронов РБН-А1 (“Проектный центр ИТЭР”, Троицк, Россия, [9]).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-72-30005, <https://rscf.ru/project/19-72-30005/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- С. Ю. Таскаев, Ускорительный источник нейтронов ВИТА (Физматлит, Москва, 2024).
- S. Taskaev, E. Berendeev, M. Bikchurina, T. Bykov, D. Kasatov, I. Kolesnikov, A. Koshkarev, A. Makarov, G. Ostreinov, V. Porosev, S. Savinov, I. Shchudlo, E. Sokolova, I. Sorokin, T. Sycheva, and G. Verkhovod, *Biology* **10**, 350 (2021).
- <https://www.bergoz.com/products/npct/>
- P. de Groot, *Handbook of Stable Isotope Analytical Techniques* (Elsevier, 2009), Vol. II.
- K. Lieberman et al., *Experientia* **42**, 985 (1986).
- D. Kasatov, I. Kolesnikov, A. Koshkarev, A. Makarov, E. Sokolova, I. Shchudlo, and S. Taskaev, *J. Instrum.* **15**, P10006 (2020).
- S. Taskaev, M. Bikchurina, T. Bykov, D. Kasatov, I. Kolesnikov, A. Makarov, G. Ostreinov, S. Savinov, and E. Sokolova, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **525**, 55 (2022).
- S. Taskaev, M. Bikchurina, T. Bykov, D. Kasatov, I. Kolesnikov, G. Ostreinov, S. Savinov, and E. Sokolova, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **554**, 1654460 (2024).
- <https://fgis.gost.ru/fundmetrology/registry/4/items/1414010>
- A. В. Красильников, Н. Б. Родионов, А. П. Большаков, В. Г. Ральченко, С. К. Вартапетов, Ю. Е. Сизов, С. А. Мещанинов, А. Г. Трапезников, В. П. Родионова, В. Н. Амосов, Р. А. Хмельницкий, А. Н. Кириченко, *ЖТФ* **92**, 596 (2022).
- D. Rigamonti, L. Giacomelli, G. Gorini, M. Nocente, M. Rebai, M. Tardocchi, M. Angelone, P. Batistoni, A. Cufar, Z. Ghani, S. Jednorog, A. Klix, E. Laszynska, S. Loreti, M. Pillon, S. Popovichev, N. Roberts, D. Thomas and JET Contributors, *Meas. Sci. Technol.* **29**, 045502 (2018), <https://doi.org/10.1088/1361-6501/aaa675>
- A. В. Красильников, В. Б. Квасков, *Природные алмазы России* (Полярон, Москва, 1997), с. 131.
- S. A. Kuvin, H. Y. Lee, B. DiGiovine, A. Georgiadou, S. Mosby, D. Votaw, M. White, and L. Zavorka, *Phys. Rev. C* **104**, 014603 (2021), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.014603>
- D. Rigamonti, A. Dal Molin, A. Muraro, M. Rebai, L. Giacomelli, G. Gorini, M. Nocente, E. Perelli Cippo, S. Conroy, G. Ericsson, J. Eriksson, V. Kiptily, Z. Ghani, Z. Stancar, M. Tardocchi and JET Contributors, *Nucl. Fusion* **64**, 016016 (2024), <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ad0a49>
- Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (WILEY John Wiley & Sons, 2010), 4th ed.
- Ю. М. Широков, Н. П. Юдин, *Ядерная физика* (Наука, Москва, 1980).
- <https://skisickness.com/2020/02/kinematics/>
- О. В. Бочкарев, В. А. Вуколов, Е. А. Колтыдин и

- др., Препринт Нейтроны из реакции ${}^7\text{Li} + \text{D}$ в интервале энергии дейтронов 0.7–12.1 МэВ (РНЦ “Курчатовский институт”, Москва, 1994).
19. Dai Nengxiong, Qi Bujia, Mao Yajun, Zhuang Fei, Yao Jinzhang, and Wang Xiaozhong, *Chin. J. Nucl. Phys.* **9**, 103 (1987).
 20. C. Nussbaum, *Helvetica Phys. Acta* **42**, 361 (1969), <https://doi.org/10.5169/seals-114072>
 21. Г. М. Осетинский, Б. Сикора, Я. Тыкэ, Б. Фрышин, Исследование реакции ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ (Дубна, 1970).
 22. <https://www-nds.iaea.org/exfor/ibandl.htm>
 23. C. H. Johnson and C. C. Trail, *Phys. Rev.* **133**, B1183 (1964), <https://doi.org/10.1103/PhysRev.133.B1183>
 24. Yan Chen, Sun Hancheng, Na Xiangyin, Ma Weiyi, Cui Yunfeng, and Hu Xuanwen, *Chin. J. Nucl. Phys.* **2**, 137 (1980).
 25. C. Milone and R. Potenza, *Nucl. Phys.* **84**(1), 25 (1966), [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(66\)90430-5](https://doi.org/10.1016/0029-5582(66)90430-5)
 26. J. Allison et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **835**, 186 (2016), <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>
 27. С. А. Мещанинов, Н. Б. Родионов, А. В. Красильников, В. О. Сабуров, Е. И. Казаков, А. А. Лычагин, С. Р. Корякин, Ю. А. Кашук, Р. Н. Родионов, В. Н. Амосов, А. С. Джурик, Исследование характеристик поля 14.7 МэВ нейтронов алмазным детектором, ПТЭ (2024) (в печати).
 28. J. Juna and K. Konecny, *Zentralinst. f. Kernforschung, Rossendorf Reports* **122**, 195 (1966).

MEASUREMENT OF CROSS-SECTION OF THE ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ REACTIONS AT THE DEUTERON ENERGIES FROM 0.4 to 2.1 MeV

S. A. Meshchaninov¹⁾, A. V. Krasilnikov¹⁾, N. B. Rodionov¹⁾, Y. A. Kashchuk¹⁾, S. Y. Obudovsky¹⁾,
 A. S. Dzhurik¹⁾, T. M. Kormilitsyn¹⁾, R. N. Rodionov¹⁾, V. N. Amosov¹⁾, G. E. Nemtsev¹⁾,
 M. I. Bikchurina^{2),3)}, T. A. Bykov^{2),3)}, G. D. Verkhovod^{2),3)}, D. A. Kasatov^{2),3)}, Ia. A. Kolesnikov^{2),3)},
 G. M. Ostreynov^{2),3)}, E. O. Sokolova^{2),3)}, S. Yu. Taskaev^{2),3),4)}

¹⁾ *Institution “Project Center ITER”, State Atomic Energy Corporation “Rosatom”, Moscow, Russia*

²⁾ *Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia*

³⁾ *Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

⁴⁾ *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

Obtaining intense neutron fluxes are required for production of radioactive isotopes, radiation testing of promising materials, neutron diffraction, neutron capture therapy and other applications. The interaction of deuterons with lithium is characterized by a high neutron yield, a wide variety of reactions, but the available experimental data on the reaction cross-section are scarce and contradictory, which does not allow reliable estimation of the yield and spectrum of generated neutrons. In this work, effective partial cross-sections of the nuclear reactions ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ with the formation of the Be nucleus in the ground and first excited states at deuteron energies from 0.4 to 2.1 MeV were measured at accelerator based neutron source VITA using developed RBN-A1 fast neutron spectrometric radiometer. It is shown that measurements by the fast detector radiometer with two diamond spectrometric detectors provide a number of advantages over the traditionally used measuring path scintillation detector. Analysis of the high-energy part of the amplitude spectra of diamond detectors, determined by the reactions ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}(n, \alpha){}^9\text{Be}^*$, made it possible to measure the effective partial cross sections of the nuclear reaction ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ with the formation of the Be nucleus in the ground and especially in the first excited state.