

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ И ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ ПРИ ЭНЕРГИИ ДЕЙТРОНОВ ДО 2.2 МЕВ

С.Ю. Таскаев^{a, b, c, 1}, **М.И. Бикчурин**^{a, b}, **Т.А. Быков**^{a, b}, **Д.А. Касатов**^{a, b},
Я.А. Колесников^{a, b}, **Г.М. Острейнов**^{a, b}, **С.С. Савинов**^{a, b}, **Е.О. Соколова**^{a, b}

^a *Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск*

^b *Новосибирский государственный университет, Новосибирск*

^c *Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

Аннотация

Взаимодействие пучка дейtronов с литием характеризуется высоким выходом нейтронов, высокой энергией нейтронов и большим разнообразием реакций. Ранее нами измерены сечения реакций ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{n}){}^8\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{n}){}^8\text{Be}^*$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}(\text{d},\alpha){}^5\text{He}$ и ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{n}\alpha){}^4\text{He}$. В данной работе вместо природного лития использовали литий, обогащенный изотопом литий-6, и точнее измерили сечения реакций ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$. Измеренные сечения реакций ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ хорошо согласуются с измеренными нами ранее до энергии дейtronов 1,2 МэВ и различаются при энергиях дейtronов выше 1,2 МэВ.

The interaction of a deuteron beam with lithium is characterized by a high neutron yield, high neutron energy, and a wide variety of reactions. Previously, we measured ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{n}){}^8\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{n}){}^8\text{Be}^*$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}(\text{d},\alpha){}^5\text{He}$, and ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{n}\alpha){}^4\text{He}$ reactions cross-sections. In this study, we used lithium enriched with the lithium-6 isotope instead of natural lithium and measured the cross sections of the reactions ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$, and ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ more accurately. The measured ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ and ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ reactions cross-sections are in good agreement with those we measured earlier up to a deuteron energy of 1.2 MeV and differ at deuteron energies above 1.2 MeV.

¹ Автор для корреспонденции: taskaev@inp.nsk.su; 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева, 11

1. Введение

Интенсивные потоки быстрых нейтронов необходимы для многих приложений, включая радиационные испытания современных материалов и оборудования. Наибольший выход нейтронов обеспечивает реакция $\text{Li}(\text{d},\text{n})$ начиная с энергии 1 МэВ. [1]. При взаимодействии дейтрона с ядром лития происходит одиннадцать реакций, шесть из которых приводят к образованию нейтронов. В результате этого взаимодействия образуются протоны, нейтроны, тритий, α -частицы, а также атомные ядра ^3He , ^5He , ^5Li , ^7Li , ^7Be и ^8Be [2]. Знания о сечении ядерных реакций безусловно важны для оценки ядерных данных, для оценки спектра нейтронов при радиационных испытаниях материалов и для рассмотрения возможности использования лития в качестве первой стенки термоядерного реактора. Однако данные о сечениях реакций в литературе и базах данных существенно различаются [3–11]; для ряда реакций данные по сечению отсутствуют. Различия в данных разных авторов, скорее всего, обусловлены сложностью определения толщины слоя лития из-за его высокой химической активности, что не позволяет использовать некоторые методы измерений.

Ранее нами были измерены сечения реакций $^6\text{Li}(\text{d},\alpha)^4\text{He}$, $^6\text{Li}(\text{d},\text{p})^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(\text{d},\text{p})^7\text{Li}^*$, $^7\text{Li}(\text{d},\alpha)^5\text{He}$ и $^7\text{Li}(\text{d},\text{n}\alpha)^4\text{He}$ с применением α -спектрометра [12] и сечения ядерных реакций $^7\text{Li}(\text{d},\text{n})^8\text{Be}$ и $^7\text{Li}(\text{d},\text{n})^8\text{Be}^*$ с применением спектрометрического радиометра быстрых нейтронов [13]. В исследованиях в качестве мишени мы использовали природный литий толщиной 1,79 мкм.

В данном исследовании мы используем литий, обогащённый изотопом литий-6. Использование такой мишени позволяет существенно снизить выход частиц из более продуктивных реакций взаимодействия дейтронов с литием-7 и точнее измерить сечения реакций с литием-6.

Целью данной работы является более точное измерение сечений реакций ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$.

2. Экспериментальная установка

Исследование проведено на ускорительном источнике нейтронов VITA в Институте ядерной физики СО РАН в Новосибирске [1, 14]. Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 1.

Стационарный моноэнергетический пучок дейtronов получают в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией VITA 1 и направляют его на литиевую мишень 4 через охлаждаемый коллиматор 3 диаметром 1 мм, расположенный на расстоянии 4 м от мишени. Положение и размер пучка дейtronов на мишени контролируют видеокамерой Hikvision, регистрирующей люминесценцию лития под действием дейtronов. Диаметр пучка дейtronов на поверхности литиевой мишени составляет 5 мм. Ток пучка дейtronов, облучающего литиевую мишень, обычно составляет от 1 мкА до 2 мкА (минимум 0,4 мкА, максимум 3,7 мкА); его стабильность составляет 0,4 %. Энергию пучка дейtronов можно изменять в диапазоне 0,1–2,2 МэВ, поддерживая стабильность энергии на уровне 0,1%.

Ток пучка дейtronов на выходе ускорителя перед коллиматором измеряют и контролируют неразрушающим трансформатором постоянного тока NPCT (Bergoz Instrumentation, Франция) 2; его величина составляет около 0,5 мА. Ток пучка дейtronов на литиевой мишени измеряют и контролируют калиброванным сопротивлением, подключенным к мишенному узлу, электрически изолированному от установки. Несмотря на то, что мишенный узел выполнен в виде глубокого цилиндра Фарадея, из него наблюдается эмиссия электронов на уровне 1 % от ионного тока. Такая эмиссия электронов увеличивает ионный ток на 1 %, что учитывается.

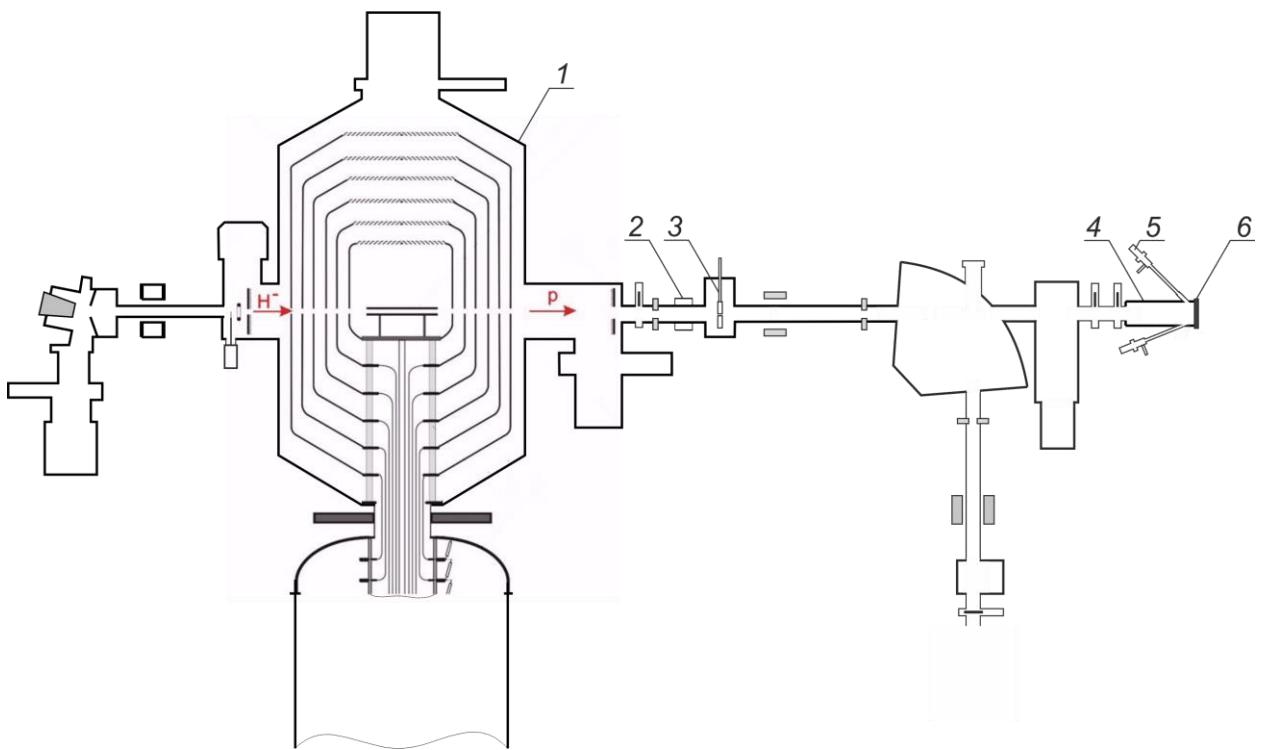


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, 2 – трансформатор постоянного тока, 3 – коллиматор, 4 – мишенный узел, 5 – α -спектрометр, 6 – литиевая мишень

Пучок заряженных частиц, получаемый ускорителем, содержит преимущественно ионы D^+ , но в пучке присутствуют также ионы D_2^+ и нейтралы D^0 . Ионы D_2 генерируются в ионном источнике вместе с ионами D^- ; нейтралы D^0 образуются в газовой обтирочной мишени тандемного ускорителя за счет неполной обтирки ионов D^- в ионы D^+ . Ионы D_2^+ и нейтралы D_2 взаимодействуют с атомными ядрами лития как частицы с энергией, вдвое меньшей, чем энергия ионов D^+ . Вклад компоненты с энергией, равной половине энергии ионов D^+ , был тщательно измерен ранее, и результаты измерений подробно описаны в статье [12]; этот вклад составляет 2 %.

Резистивный делитель, подключенный к высоковольтному электроду ускорителя, используют для измерения энергии протонов/дейtronов с точностью 0,1% [15]. Резистивный делитель калибруют по пороговым реакциям ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$.

Термическое напыление лития в вакууме на медную подложку мишени осуществляют на отдельном созданном стенде. После нанесения слоя лития мишениный узел 4 закрывают шибером для сохранения вакуума внутри, отсоединяют от стенда напыления лития, переносят на экспериментальную установку и подсоединяют к установке. В данном исследовании использовали литий, обогащённый изотопом литий-6, производства Новосибирского завода химконцентратов.

Интенсивность и энергию заряженных частиц измеряют α -спектрометром (5 на Рис. 1) с кремниевым полупроводниковым детектором ПДПА-1К (ИФТП, Дубна, Россия). Площадь чувствительной поверхности детектора равна $S = 20 \pm 1 \text{ мм}^2$, энергетическое разрешение – 13 кэВ, энергетический эквивалент шума – 7 кэВ, емкость – 30 пФ, толщина входного окна – 0,08 мкм, стандартный естественный фон в диапазоне 3-8 МэВ – 0,15 имп/($\text{см}^2 \cdot \text{ч}$).

При измерении сечения чувствительную часть α -спектрометра располагают на расстоянии $R = 585 \pm 1 \text{ мм}$ от мишени под углом $135 \pm 0,5^\circ$ к импульсу дейтрона. Телесный угол равен $\Omega_{\text{lab}} = S/R^2 = 5,84 \times 10^{-5}$, где $S = 20 \pm 1 \text{ мм}^2$ (согласно паспортным данным на кремниевый спектрометрический приёмник излучения; регистрационный номер 15264-96). Точность измерения телесного угла определяется погрешностью измерения площади чувствительной части спектрометра и составляет 5 %.

Эффективность регистрации α -частиц считаем равной 100 %. Спектрометр α -излучения откалиброван двумя эталонными источниками излучения на основе радионуклида плутоний-239 с активностью $4,01 \cdot 10^5 \text{ Бк}$ (паспорт № 6887, маркировка 7165, 2П9-405.85, дата выпуска 12.09.1985) и $1,21 \cdot 10^5 \text{ Бк}$ (паспорт № 6882, маркировка 7160 1П9-105.85, дата выпуска 12.09.1985). Доверительные границы суммарной погрешности результата измерения активности каждого из двух источников указаны в паспортах равными 19 %. Для определения эффективности регистрации α -спектрометра эталонные

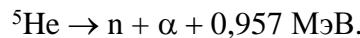
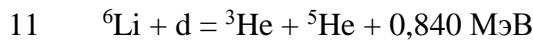
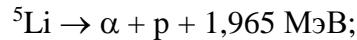
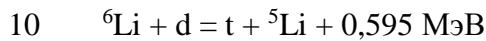
источники излучения размещают на расстоянии 102,8 мм от поверхности детектора и измеряют их активность. Измеренные активности источников составили $4,16 \cdot 10^5$ Бк и $1,22 \cdot 10^5$ Бк – на 4 и 1,5 % больше паспортных; они соответствуют паспортным значениям в границах погрешности. Поскольку измеренные значения активности источников соответствуют паспортным и эталонные источники излучения независимые, проведенная калибровка подтверждает предположение о том, что эффективность регистрации α -частиц детектором можно считать равной 100 %, т.е. $k = 1$.

Калибровка спектрометра по энергии проведена образцовым спектрометрическим α -источником с изотопом ^{226}Ra (паспорт № 425/331/10692-А, 21.10.1977) активностью $3,84 \cdot 10^4$ Бк, характеризующимся энергиями α -частиц основных переходов 4748, 5453, 5966 и 7651 кэВ. Установлено, что зависимость энергии E от номера канала N линейная и описывается выражением E [кэВ] = $1,3941 \cdot N + 82,003$.

3. Ядерные реакции

При взаимодействии дейтрана с энергией менее 2,2 МэВ с ядром лития происходят следующие ядерные реакции: [2]:

- 1 $^7\text{Li} + d = n + ^8\text{Be} + 15,028 \text{ МэВ}$
 $^8\text{Be} \rightarrow 2 \alpha + 0,094 \text{ МэВ};$
- 2 $^7\text{Li} + d = n + ^8\text{Be}^* + 12,148 \text{ МэВ}$
 $^8\text{Be}^* \rightarrow 2 \alpha + 2,974 \text{ МэВ};$
- 3 $^7\text{Li} + d = n + \alpha + \alpha + 15,121 \text{ МэВ};$
- 4 $^7\text{Li} + d = \alpha + ^5\text{He} + 14,162 \text{ МэВ}$
 $^5\text{He} \rightarrow n + \alpha + 0,957 \text{ МэВ};$
- 5 $^6\text{Li} + d = \alpha + \alpha + 22,38 \text{ МэВ};$
- 6 $^6\text{Li} + d = n + ^7\text{Be} + 3,385 \text{ МэВ};$
- 7 $^6\text{Li} + d = p + ^7\text{Li} + 5,028 \text{ МэВ};$
- 8 $^6\text{Li} + d = p + ^7\text{Li}^* + 4,550 \text{ МэВ};$
- 9 $^6\text{Li} + d = t + p + \alpha + 2,6 \text{ МэВ};$



Ранее мы измерили сечение реакций 1 – 5, 7 и 8, а именно: ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}^*$, ${}^7\text{Li}(d,n\alpha){}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}$, ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}^*$ [13, 14]. Целью данного исследования является более точное измерение сечения реакций ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}^*$ с использованием литиевой мишени, обогащенной изотопом литий-6.

4. Результаты и обсуждение

Характерный энергетический спектр заряженных частиц, регистрируемых α -спектрометром, представлен на Рис. 2a. Слева на графике доминирует сигнал от обратно рассеянныхдейtronов 1, включая двойные и тройные события. Пики 2 и 3 соответствуют протонам в реакциях ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}^*$ и ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$. Широкое плато 4 и уширенный пик 5 соответствуют α -частицам в реакциях ${}^7\text{Li}(d,n\alpha){}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}$. Пик 6 соответствует α -частицам в реакции ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$.

Для сравнения на Рис. 2б показан сигнал, полученный нами ранее в аналогичных условиях, но с использованием природного лития [12]. Видно, что использование лития, обогащенного изотопом лития-6, увеличивает интенсивность продуктов реакции с литием-6 на фоне снижения интенсивности реакций с литием-7.

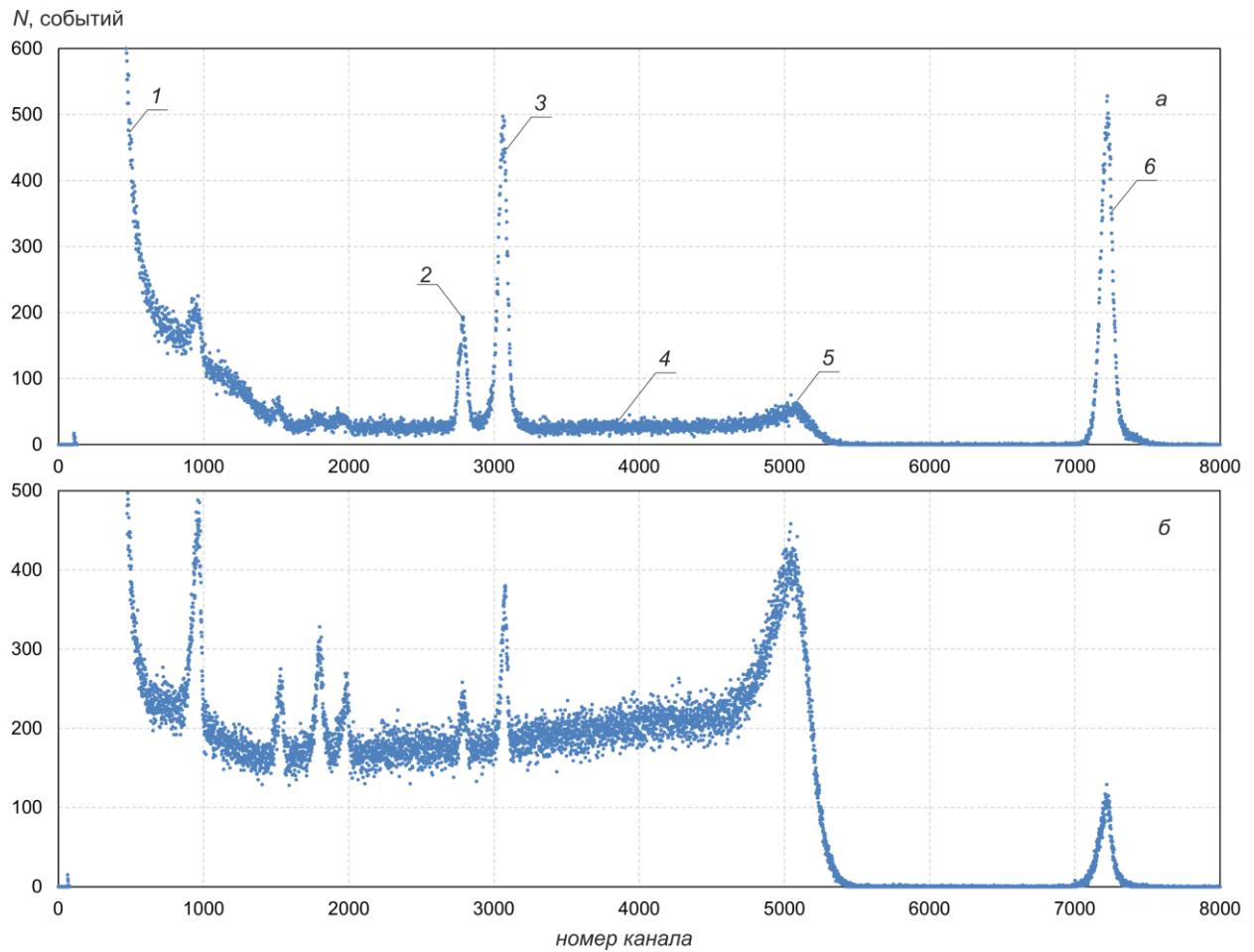


Рис. 2. Сигнал α -спектрометра при пучке дейтронов с энергией 0,6 МэВ с литием, обогащенным изотопом литий-6 (a), и с природным литием (б): 1 – обратно рассеянные дейтроны, 2 – протоны реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$, 3 – протоны реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$, 4 – α -частицы реакции ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{n}\alpha){}^4\text{He}$, 5 – α -частицы реакции ${}^7\text{Li}(\text{d},\alpha){}^5\text{He}$, 6 – α -частицы реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$

В результате реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$ образуются две α -частицы с одинаково высокой энергией, поэтому α -частицы легко идентифицируются в измеренном энергетическом спектре заряженных частиц (см. б на рис. 1). Этот пик α -частиц достаточно далек от остальных зарегистрированных событий, и его интеграл под пиком легко определить.

Измеренные выходы α -частиц и протонов (интеграл под пиком) Y в реакциях ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ при угле регистрации 135° представлены в Табл. 1. Измерения проведены с шагом энергии пучка дейтерия 100 кэВ. Стабильность измеренной энергии составила 1–2 кэВ, максимальная величина – 3,2 кэВ.

Таблица 1. Данные параметров измерений: E – энергия дейtronов, ΔE – стабильность энергии дейtronов, T_{total} и T_{live} – полное и живое время измерений α -спектрометром, Φ – флюенс ионов D^+ , Y – экспериментальный выход заряженных частиц (интеграл под пиком)

E , кэВ	ΔE , кэВ	T_{total} , с	T_{live} , с	Φ , мКл	${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$	Y , события ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$	${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$
200,8	0,8	1423,37	1423,35	0,64	288	175	41
301,3	0,9	1296,23	1295,61	1,80	4589	2592	592
401,3	0,9	1309,05	1304,26	4,02	21256	12822	3096
502,0	1,0	1201,98	1192,68	4,38	31882	20712	5440
599,6	1,5	1206,49	1192,6	3,95	31912	22473	6327
650,9	1,3	4249,80	4183,65	8,30	67873	51519	15791
700,5	1,2	1233,02	1204,34	2,57	20858	16160	5250
800,4	1,4	1241,52	1206,08	2,26	17607	14641	5174
900,4	1,8	1256,80	1210,59	2,47	18099	15462	5901
1003,1	1,6	1249,88	1195,39	2,61	18110	16825	6808
1100,9	1,3	1234,67	1178,06	2,54	16302	15573	7152
1201,6	1,4	1263,15	1193,03	3,03	18154	17039	8362
1301,4	1,4	1213,50	1175,35	1,55	8672	7868	4898
1402,2	1,4	1261,04	1217,23	1,76	9550	8489	6307
1499,7	2,8	1249,60	1211,37	1,52	7725	6667	5672
1600,4	1,6	1245,20	1200,89	1,77	8379	6405	6402
1700,3	1,6	1234,86	1189,33	1,80	8256	6406	6792
1800,7	1,6	1227,07	1181,86	1,84	7711	6430	6272
1901,0	2,4	1236,75	1186,02	2,05	8628	6319	6993
2001,5	2,2	1240,65	1197,36	1,73	7405	4893	5006
2101,5	1,7	1250,33	1208,15	1,66	6877	4097	4505
2202,0	3,2	1236,91	1199,78	1,48	5798	2867	3481

При использовании мишени с природным литием ее толщина измерена шестью независимыми методами и составила $1,79 \pm 0,07$ мкм [12]. Наиболее точное измерение толщины лития выполнено с использованием нового *in situ* метода [16, 17]. Метод основан на сравнении выхода 478 кэВ фотонов в реакции ${}^7\text{Li}(\text{p},\text{p}'\gamma){}^7\text{Li}$ из исследуемого слоя лития и из толстого слоя лития при их облучении пучком протонов. В прежнем исследовании использовали природный литий производства Новосибирского завода химконцентратов; содержание лития в использованном образце составляло 99,956 %. Содержание лития-7 в природном литии варьируется от 92,41 % [18] до 92,58 % [19]; мы принимаем содержание лития-7 равным среднему значению, а именно 92,5%. Для дальнейшего рассмотрения введем такие понятия, как толщина слоя лития-6 и толщина слоя лития-7; они были равны 0,134 мкм и 1,656 мкм соответственно.

В данном случае наиболее точный *in situ* метод измерения толщины слоя лития неприменим, поскольку изотопный состав лития неизвестен, а содержание лития-7 мало. Толщина слоя лития-6 изменяется путем сравнения измеренного дифференциального сечения реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$ с измеренным ранее. На Рис. 2 показано сравнение этих сечений в предположении, что толщина слоя лития-6 в данной мишени составляет 0,963 мкм. Подгонка проводилась методом наименьших квадратов; минимальное значение получено при толщине слоя лития-6 0,963 мкм.

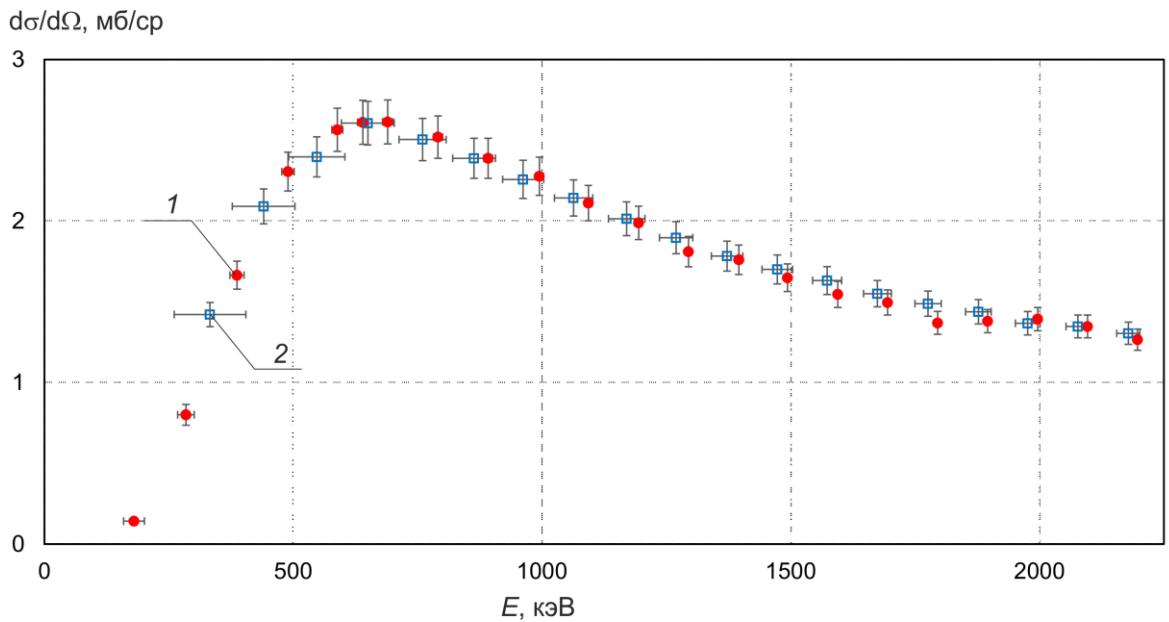


Рис. 3. Измеренное дифференциальное сечение реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$ при 135° (1) при предположении толщины лития-6, равной 0,963 мкм, и для сравнения сечение этой реакции, представленное в статье [12] (2)

Обоснованность данного подхода основана на двух факторах. Во-первых, продуктами этой реакции являются высокоэнергетические α -частицы, которые легко и надежно регистрируются (см. б на рис. 2). Во-вторых, сечение реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$, измеренное нами ранее, хорошо согласуется с сечением, представленным в Библиотеке ядерных реакций ENDF/B-VIII.0 [20].

На Рис. 3 видно, что значения дифференциального сечения реакции при энергии дейtronов 0,9 МэВ практически одинаковы: в данном эксперименте 2,389 мб/ср, ранее – 2,390 мб/ср. Покажем на этом примере, как определяется значение толщины лития. Дифференциальное сечение реакции в лабораторной системе координатах $d\sigma/d\Omega$ рассчитывается по формуле $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{eY}{N k n l \Phi \Omega_{lab}}$, где e – элементарный заряд, Y – измеренный выход α -частиц (интеграл под пиком), N – число измеренных заряженных частиц в реакции ($N = 2$ в реакции ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$), k – эффективность регистрации α -частиц спектрометром, n – плотность атомных ядер лития, l – толщина лития, Φ – флюенс ионов D^+ , Ω_{lab} – телесный угол. Поскольку мы проводим сравнение, то можем исключить одинаковые величины (e, N, k и n), привести это выражение к виду $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{Y}{l \Phi \Omega_{lab}}$ и определить толщину лития как $l \sim \frac{Y}{\Phi \Omega_{lab} d\sigma/d\Omega}$. В данном случае экспериментальный выход α -частиц Y стал в 1,569 раза больше (18099 вместо 11539), телесный угол Ω_{lab} – в 1,523 раза больше ($5,84 \times 10^{-5}$ вместо $3,84 \times 10^{-5}$), флюенс ионов Φ – в 7,11 раз меньше (2,419 мКл вместо 17,2 мКл), дифференциальное сечение реакции – в 1,00038 раза меньше (2,389 мб/ср вместо 2,390 мб/ср). Следовательно, толщина лития-6 стала в 6,963 раза больше: 0,963 мкм вместо 0,134 мкм.

Толщину лития-7 определим следующим образом. На рис. 2 a видно, что интенсивность α -частиц в реакции ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$ (интеграл под пиком) больше интенсивности α -частиц в реакции ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}$, тогда как ранее было наоборот (рис. 2 b). Эти значения интенсивностей были сравнены при всех значениях энергии пучка дейtronов от 0,4 МэВ до 2,2 МэВ и установлено, что интенсивность сигнала от лития-7 уменьшилась в $41,2 \pm 1,4$ раза по сравнению с сигналом от лития-6. Часть этого уменьшения обусловлена увеличением толщины лития-6 в 6,963 раза. Это означает, что оставшаяся часть, а именно 5,917,

обусловлена уменьшением толщины лития-7. Таким образом, толщина лития-7 стала равна 0,280 мкм вместо 1,656 мкм.

Итак, нами определено, что толщина слоя лития составляет $1,243 \pm 0,053$ мкм, из которых $0,963 \pm 0,038$ мкм приходится на толщину лития-6 и $0,280 \pm 0,015$ мкм на толщину лития-7. При этом точность определения толщины лития-6 составляет 4 %, так как она определяется точностью ранее определенной толщины природного лития, и сравнение сечений практически не внесло погрешности. Точность определения толщины лития-7 возросла до 5,2 % за счет дополнительной погрешности сравнения интенсивностей реакций ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}(\text{d},\alpha){}^5\text{He}$. Точность определения общей толщины лития составляет 4,2 %.

Полученные данные позволяют определить дифференциальное сечение реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$, оно приведено на рис. 3 и в Табл. 2. Точность измерения сечения определяется точностью определения толщины лития-6 (4 %), точностью определения эффективности регистрации заряженных частиц (3 %), точностью определения плотности ядер Li (1 %) и стандартной ошибкой (в большинстве случаев 1 %) и в сумме составляет 5,2 %.

При прохождении дейтрона через слой лития толщиной 1,243 мкм он теряет энергию от 9,1 кэВ при энергии 2,2 МэВ до 41,6 кэВ при энергии 0,2 МэВ [21]. В Табл. 2 приведена средняя энергия дейтронов в слое лития, а не энергия падающего дейтрана на поверхность лития.

Таблица 2. Дифференциальное сечение реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$ при 135° : E – энергия дейтрона, ΔE – стандартное отклонение E , σ – сечение, $\Delta\sigma$ – статистическая дисперсия σ

E , кэВ	ΔE , кэВ	σ , мб/ср	$\Delta\sigma$, мб/ср
180	21	0,14	0,01
285	17	0,80	0,06
387	14	1,67	0,09
490	13	2,31	0,12
589	11	2,57	0,13
640	11	2,61	0,14
690	10	2,61	0,14
791	9	2,52	0,13
892	9	2,39	0,12
995	8	2,28	0,12
1093	8	2,11	0,11
1194	7	1,99	0,10
1295	7	1,81	0,09
1396	6	1,76	0,09
1494	6	1,65	0,09
1595	6	1,55	0,08
1695	6	1,50	0,08
1795	5	1,37	0,07
1896	5	1,38	0,07
1997	5	1,39	0,07
2097	5	1,35	0,07
2197	5	1,27	0,07

Реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ дают протоны, регистрируемые α -спектрометром (2 и 3 на рис. 2). Эти пики четко идентифицируются на плато α -частиц реакции ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{n}\alpha){}^4\text{He}$ (4 на рис. 2). Измеренные выходы протонов (интеграл под пиком) Y реакций ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ при 135° представлены в Табл. 1. Полученные данные позволяют определить дифференциальное сечение реакций ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ (Рис. 4 и Табл. 3).

Точность измерения сечения определяется точностью определения толщины лития-7 (5,2 %), точностью определения эффективности регистрации заряженных частиц (3 %), точностью определения плотности атомных ядер лития (1 %). Ранее основная погрешность измерения определялась точностью измерения плато реакции ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{n}\alpha){}^4\text{He}$ и составляла 5-10 % для ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ и 15-40 % для ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$. Теперь, в связи с увеличением интенсивности изучаемых реакций почти в 7 раз за счет увеличения толщины лития-6 и уменьшением плато почти в 6 раз за счет уменьшения толщины лития-7, эта погрешность

стала пренебрежимо малой. Следовательно, общая точность измерения сечения повысилась и стала равна 6 %.

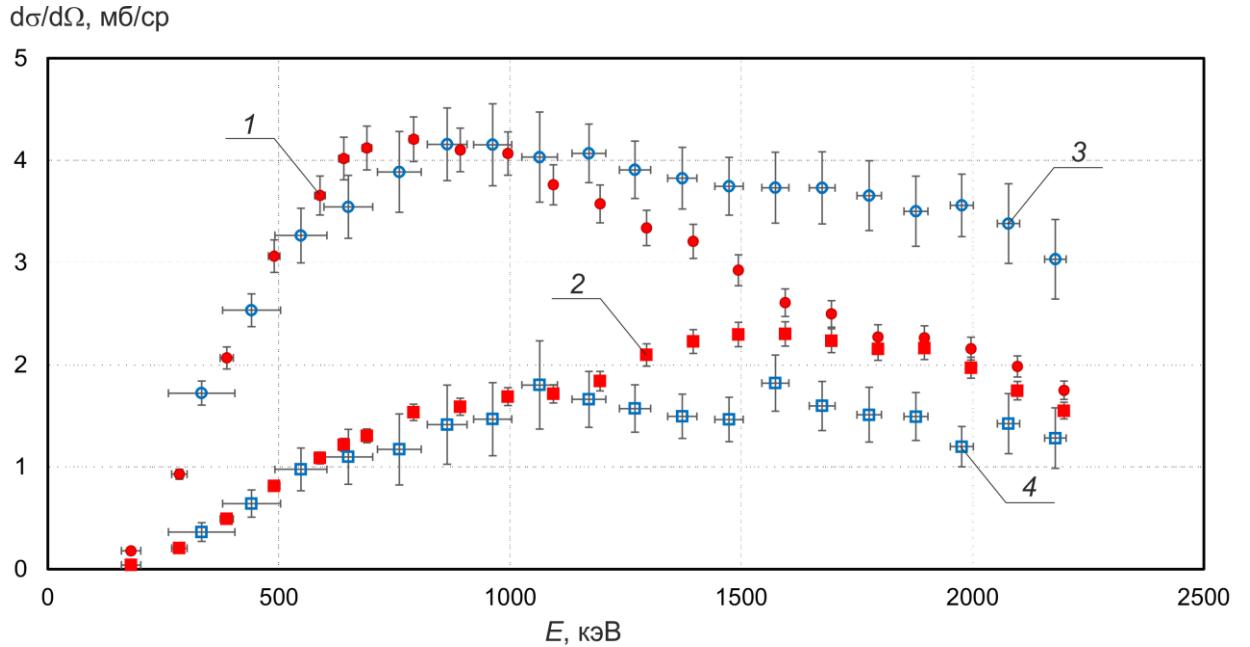


Рис. 4. Измеренные дифференциальные сечения реакций ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ (1) и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ (2) при 135° и для сравнения сечения реакций ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ (3) и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ (4), представленные в статье [12]

На Рис. 4 видно, что измеренные сечения реакций ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ хорошо согласуются с измеренными нами ранее до энергии дейtronов 1,2 МэВ и существенно различаются при энергиях дейtronов выше 1,2 МэВ. Мы не понимаем, почему это происходит. Мы использовали тот же ускоритель, ту же мишень, тот же α -спектрометр. Единственное отличие состоит в том, что в этом исследовании мы используем слой лития толщиной 1,243 мкм, обогащенный изотопом лития-6, тогда как в предыдущем исследовании мы использовали слой лития толщиной 1,79 мкм с природным содержанием изотопов.

Таблица 3. Дифференциальное сечение реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ при 135° : E – энергия дейтрона, ΔE – стандартное отклонение E , σ – сечение, $\Delta\sigma$ – статистическая дисперсия σ

E , кэВ	ΔE , кэВ	$\Delta\sigma$, мб/ср	$\Delta\sigma$, мб/ср	$\Delta\sigma$, мб/ср	$\Delta\sigma$, мб/ср
			${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$	${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$	${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$
180	21	0,18	0,01	0,04	0,002
285	17	0,93	0,05	0,21	0,01
387	14	2,07	0,11	0,49	0,03
490	13	3,06	0,16	0,82	0,04
589	11	3,66	0,19	1,09	0,06
640	11	4,02	0,21	1,22	0,06
690	10	4,12	0,21	1,31	0,07
791	9	4,21	0,22	1,54	0,08
892	9	4,10	0,21	1,59	0,08
995	8	4,07	0,21	1,69	0,09
1093	8	3,76	0,20	1,72	0,09
1194	7	3,58	0,19	1,84	0,10
1295	7	3,34	0,17	2,10	0,11
1396	6	3,21	0,17	2,23	0,11
1494	6	2,93	0,15	2,30	0,12
1595	6	2,61	0,14	2,30	0,12
1695	6	2,50	0,13	2,24	0,12
1795	5	2,27	0,12	2,16	0,11
1896	5	2,26	0,11	2,17	0,11
1997	5	2,16	0,11	1,97	0,10
2097	5	1,99	0,10	1,75	0,09
2197	5	1,75	0,09	1,55	0,08

На Рис. 2 видно, что при энергии дейтронов 0,6 МэВ интенсивность реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ в данном исследовании в 3,5 раза превышает интенсивность реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ в предыдущем исследовании. При энергии же дейтронов 1,9 МэВ интенсивность реакций теперь практически одинакова (сравните 1 и 2 на рис. 5 a), тогда как ранее она заметно различалась (сравните 1 и 2 на рис. 5 b). Объяснения этому эффекту у нас нет.

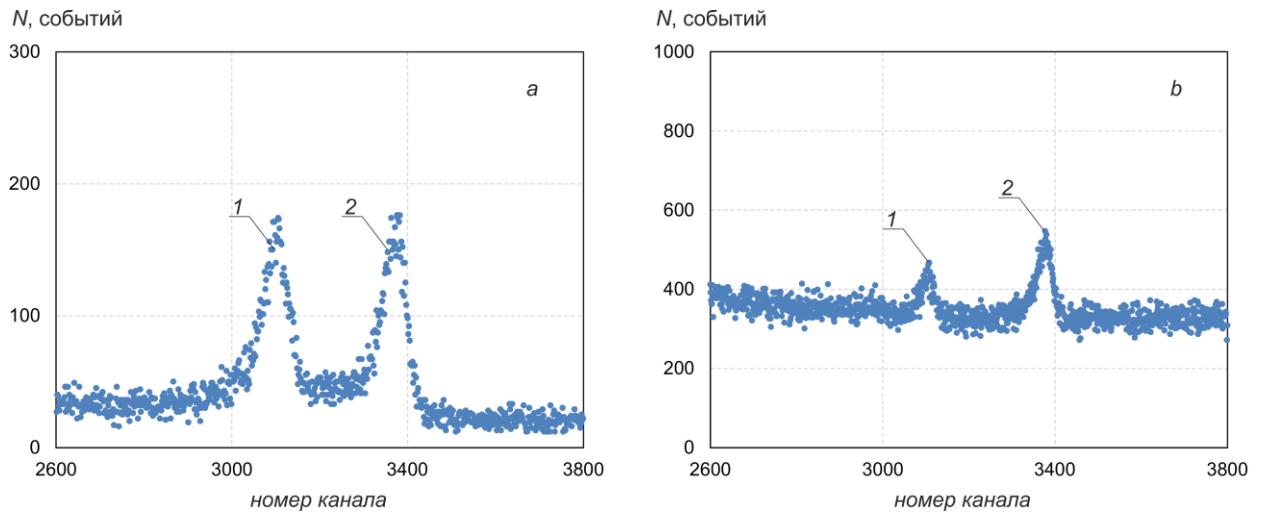


Рис. 5. Сигнал с α -спектрометра при энергии дейtronов 1,9 МэВ и использовании лития, обогащенного изотопом литий-6 (а) и природного лития (б): 1 – протоны реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}_1){}^7\text{Li}^*$, 2 – протоны реакции ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}_1){}^7\text{Li}$

10. Заключение

Ранее нами измерены сечения ядерных реакций ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}(\text{d},\alpha){}^5\text{He}$ и ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{n}\alpha){}^4\text{He}$ с применением α -спектрометра и сечения ядерных реакций ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{n}){}^8\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}(\text{d},\text{n}){}^8\text{Be}^*$ с применением спектрометрического радиометра быстрых нейтронов. В данной работе использовали литий, обогащенный изотопом литий-6, и существенно снизили выход частиц при взаимодействии дейtronов с литием-7. Это позволило точное измерить сечения реакций ${}^6\text{Li}(\text{d},\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$. Полученные данные представлены в табличной форме. Мы обращаем внимание на то, что измеренные сечения реакций ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}(\text{d},\text{p}){}^7\text{Li}^*$ хорошо согласуются с измеренными нами ранее до энергии дейtronов 1,2 МэВ и различаются при энергиях дейtronов выше 1,2 МэВ. Разница лишь в том, что в данном исследовании мы используем литиевый слой толщиной 1,243 мкм, обогащённый изотопом лития-6, тогда как в предыдущем исследовании мы использовали природный литиевый слой толщиной 1,79 мкм. Объяснения этому эффекту у нас нет.

Финансирование работы: Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-30005, <https://rscf.ru/project/19-72-30005/>).

Список литературы

1. C.Ю. Таскаев, *Ускорительный источник нейтронов VITA* (М.: ФИЗМАТЛИТ, 2024)
2. Tables of Physical Constants, Handbook. I.K. Kikoin Edition, AtomIzdat, Moscow (1976)
3. A.J. Elwin *et al.*, Phys. Rev. C **16**, 1744-1756 (1977)
4. P. Paul, K.P. Lieb, Nuclear Physics **53**, 465-476, (1964)
5. F. Bertrand *et al.*, Rept. Centre d`Etudes Nucleaires, Saclay Reports No.3428, (1968)
6. J.M. Delbrouck-Habaru *et al.*, Jour. Bull. Soc. Roy. Sci. Liege **38**, 240 (1969)
7. V. Foteinou *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. B **269**, 2990-2993 (2011)
8. B. Maurel *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **191**, 349-356 (1981)
9. G. Bruno *et al.*, J. Phys. France **27**, 517-520 (1966)
10. W. Whaling and T.W. Bonner, Jour. Physical Review **79**, 258 (1950)
11. F. Hirst *et al.*, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science **45:366**, 762-766 (1954)
12. S. Taskaev *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **554**, 165460 (2024)
13. S. Meshchaninov *et al.*, Physics of Atomic Nuclei **87**(6), 769–783 (2024)
14. S. Taskaev *et al.*, Biology **10**, 350 (2021)
15. M. Bikchurina *et al.*, Biology **10**, 824 (2021)
16. D. Kasatov *et al.*, J. Instrum. **15**, P10006 (2020)
17. S. Taskaev *et al.*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **502**, 85-94 (2021)
18. Handbook of Stable Isotope Analytical Techniques. Volume II, 1123-1321 (2009)
19. K. Lieberman *et al.*, Experientia **42**, 985–987 (1986)
20. <https://www.nndc.bnl.gov/endf-b8.0/>
21. J.F. Ziegler *et al.* The stopping and range of ions in matter (SRIM Company, 2012)