

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ В УЛЬТРАНИЗКОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

Ю. Б. Буркатовская^a, В. М. Быстрицкий^{b,1}, Г. Н. Дудкин^a,
А. Р. Крылов^b, А. С. Лысаков^a, С. Гази^e, Й. Гуран^e,
Б. А. Нечаев^a, В. Н. Падалко^a, А. Б. Садовский^b,
Ю. Ж. Тулеушев^z, М. Филипович^d, А. В. Филиппов^b

^a Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

^b Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^e Электротехнический институт САН, Братислава

^z Институт ядерной физики Министерства энергетики, Алма-Ата, Казахстан

^d Факультет энергии и топлива, Университет науки и технологий, Краков, Польша

Работа посвящена измерению сечения реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$, протекающей в дейтеридах титана и циркония при энергии ионов $^4\text{He}^+$, падающих на мишень, 30 и 36 кэВ соответственно. Эксперимент выполнен на импульсном плазменном ускорителе Холла. Впервые, на 90 %-м уровне достоверности, получены верхние граничные оценки сечения реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$, которые составили: $\sigma \leq 1,2 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2$ (мишень из TiD_2 ; $E(^4\text{He}^+) = 30 \text{ кэВ}$), $\sigma \leq 7 \cdot 10^{-36} \text{ см}^2$ (мишень из ZrD_2 ; $E(^4\text{He}^+) = 36 \text{ кэВ}$).

The measurement of the $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ reaction cross section in titanium and zirconium deuteride targets at an incident $^4\text{He}^+$ ion energy of 30 and 36 keV, respectively, is presented in this work. The experiment was performed using the Hall accelerator. For the first time the upper limit estimates of the $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ reaction cross section at 90% confidence level are obtained: $\sigma \leq 1.2 \cdot 10^{-35} \text{ cm}^2$ (for TiD_2 target; $E(^4\text{He}^+) = 30 \text{ keV}$), $\sigma \leq 7 \cdot 10^{-36} \text{ cm}^2$ (for ZrD_2 target; $E(^4\text{He}^+) = 36 \text{ keV}$).

PACS: 26.35.+c; 98.80.Ft; 25.55.Ci

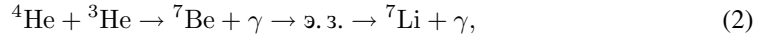
ВВЕДЕНИЕ

В основе современных представлений о характере эволюции Вселенной лежит стандартная космологическая модель Большого взрыва, согласно которой Вселенная расширялась и продолжает расширяться из некоторого сверхсжатого и сверхгорячего состояния, существовавшего примерно 15 млрд лет назад. Экспериментальную основу модели

¹E-mail: bystvm@jinr.ru

Большого взрыва составляют: наблюдаемое на базе красного смещения расширение Вселенной; космическое микроволновое фоновое излучение (возникшее в момент формирования атомов спустя примерно 300 тыс. лет после Большого взрыва); первоначальный синтез легких элементов [1–3]. Считается, что космологический ядерный синтез легких элементов начался примерно через 13,8 с после Большого взрыва, продолжался 38 мин и происходил последовательно в энергетическом интервале от 400 до 30 кэВ с образованием ядер ^2H , ^3He , ^4He , ^6Li , ^7Li [3].

Небольшие количества ядер ^7Li и ^6Li (обусловленные малыми концентрациями ядер ^4He и ^3He и достаточно высоким кулоновским барьером (~ 1 МэВ), характеризующим взаимодействие этих частиц) образуются в реакциях



Так как ядра ^7Li и ^6Li обладают малой энергией связи, они быстро разрушаются, в результате чего синтез более тяжелых ядер блокируется. Через 38 мин после Большого взрыва ядерный синтез прекращается. Считается, что легкие нуклиды ^6Li и ^7Li не могут образоваться в процессе нуклеосинтеза в недрах звезд, так как они легко разрушаются за счет реакций



Причем скорости реакций разрушения ядер ^6Li и ^7Li в реакциях (4) и (5) выше скоростей реакций образования ядер лития в реакциях (1–3) [4, 5]. Кроме того, водорода в звездах гораздо больше, чем дейтерия и трития.

Вычисление распространенностей легких элементов в стандартной космологической модели основано на численном решении системы эволюционных уравнений для основных характеристик процесса ядерного синтеза. К таковым относятся: масштабный фактор расширения Вселенной; полная барионная плотность, дополненная темной материей и темной энергией; химический потенциал электронного газа; температура Вселенной T ; распространенности всех частиц, участвующих во взаимных превращениях [3]. Результаты этих расчетов дают следующие массовые распространенности легких элементов относительно распространенности водорода:

$$\begin{aligned} ^4\text{He} - Y_p &\approx 0,24709 \pm 0,00025, & \text{D/H} &= (2,58 \pm 0,19) \cdot 10^{-5}, \\ ^3\text{He/H} &= (1,039 \pm 0,090) \cdot 10^{-5}, & ^7\text{Li/H} &= (4,68 \pm 0,67) \cdot 10^{-10}, \\ ^6\text{Li/H} &= (1,2882 \pm 0,0185) \cdot 10^{-14}, & ^6\text{Li}/^7\text{Li} &\leq 10^{-4}. \end{aligned}$$

Массовые распространенности легких ядер, определенные средствами наблюдательной астрономии, следующие [3, 6]: $Y_p = 0,249 \pm 0,009$; $\text{D/H} = (282 \pm 21) \cdot 10^{-5}$; $^7\text{Li/H} = (1,23_{-0,32}^{+0,68}) \cdot 10^{-10}$; $^6\text{Li}/^7\text{Li} = 0,051 \pm 0,023$.

Таким образом, ядер ^7Li оказалось в 3–4 раза меньше, чем предсказывает стандартная модель Big bang nucleosynthesis (BBN). А ядер ^6Li , наоборот, в 500 раз больше. Это и есть проблема космологического лития, существующая уже больше 20 лет.

Три гипотезы исследуются в попытках объяснить эти противоречия. Первая из них — это возможная неадекватность наблюдательных данных, связанная с тем, что провести высокоточные оптические измерения количества изотопов лития в гало старых звезд очень трудно, так как сигнатура лития-6 очень слаба и легко теряется на фоне других сигналов. Например, линия ${}^6\text{Li}$ перекрывается в 20 раз более интенсивной спектральной линией ${}^7\text{Li}$ [6, 7]. Вторая гипотеза подвергает сомнению стандартную VBN-модель и включает в себя несколько моделей, целью которых является модификация VBN-модели таким образом, чтобы ликвидировать проблему космологического лития за счет нестандартной физики (см. обзор [3] и ссылки в нем). Третья гипотеза предполагает, что сечения ядерных реакций, в результате которых могут образовываться изотопы лития, не описываются простой формулой Гамова (6) из-за возможного существования неизвестных узких резонансов или же в результате подключения других ядерных реакций [8]:

$$\sigma_{24}(E) = \frac{S_{24}(E)}{E} \exp\left(-\frac{72,44}{\sqrt{E}}\right). \quad (6)$$

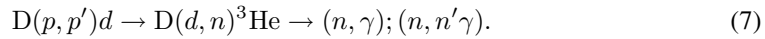
Здесь E — энергия столкновения иона ${}^4\text{He}^+$ с дейтроном в системе центра масс (с. ц. м.), в кэВ; $S_{24}(E)$ — астрофизический S -фактор для двух взаимодействующих частиц с массами 2 и 4; $\sigma_{24}(E)$ — сечение реакции $\text{D}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$.

При этом сечение основной реакции $\text{D}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ образования ${}^6\text{Li}$ до недавнего времени не было экспериментально измерено в области энергий VBN. Причина этого в том, что сечение рассматриваемой реакции радиационного захвата α -частиц дейтронами необычайно мало из-за того, что, согласно правилам отбора по изотопическому спину, E_1 -, M_1 -переходы в случае $\Delta T = 0$ (изоспины всех участвующих в процессе частиц равны нулю) сильно подавлены и определяющую роль играет E_2 -мультиполь, небольшая величина которого, в свою очередь, определяется кинематическим фактором подавления, входящим в оператор электромагнитного перехода. Для сравнения сечение реакции радиационного захвата α -частиц другим, более тяжелым, изотопом водорода — тритием, т. е. реакции ${}^3\text{H}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$, выше чем на три порядка величины больше [9]. В последней реакции доминирующим является E_1 -мультиполь.

В связи с малым сечением реакции $\text{D}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ были предприняты две попытки получения экспериментальной информации о характеристиках данной реакции в энергетической области VBN с использованием метода кулоновской диссоциации ядра ${}^6\text{Li}$ в αD -канал в поле тяжелого ядра ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, \alpha\text{D}){}^{208}\text{Pb}$ [10, 11], закончившиеся установлением верхних пределов искомых величин. Таков же результат попытки прямого измерения выхода реакции $\text{D}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ при энергии ионов ${}^4\text{He}^+$, равной $E_\alpha = 160$ кэВ (E_α — энергия ионов гелия в лабораторной системе координат), с использованием детектора из сверхчистого германия (HPGe-детектора) [12]. И наконец, коллаборация LUNA в 2014 г. выполнила прямые измерения выхода реакции $\text{D}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ при энергиях ионов гелия ${}^4\text{He}^+$, равных $E_\alpha = 280, 400$ кэВ ($E = 94, 134$ кэВ в с. ц. м.) [13]. Результат эксперимента [13] позволил определить массовую распространенность ${}^6\text{Li}$ — ${}^6\text{Li}/\text{H} = (0,74 \pm 0,16) \cdot 10^{-14}$ и, таким образом, подтвердил статус проблемы космологического лития. Следует отметить, что результаты эксперимента [13] находятся в хорошем согласии с результатами одного из последних теоретических расчетов [14] с включением вкладов E_1 - и E_2 -мультиполей.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Решение заняться проблемой ^6Li у нас возникло в результате исследования спектра γ -квантов при измерении выхода реакции $D(p, \gamma)^3\text{He}$ ($E_\gamma = 5,5$ МэВ) в энергетическом диапазоне $E_p = 9\text{--}35$ кэВ [15–17]. В спектре γ -квантов, кроме основного пика, слева от него и вплоть до порога обрезания 1 МэВ наблюдался непрерывно растущий континуум событий. Было известно, что такого типа фон возникает за счет упругого взаимодействия протонов с дейтронами мишени, в результате чего дейтрон мишени получает импульс отдачи и может столкнуться с другим дейтроном мишени. Происходит цепочка реакций, приводящая к появлению нейтронов, которые, в свою очередь, взаимодействуют с материалами, окружающими мишень, с образованием γ -квантов (7):



При замене ионов водорода $^1\text{H}^+$ на ионы гелия $^4\text{He}^+$, ускоренные до энергии $E_\alpha = 31$ кэВ ($E = 10,3$ кэВ в с.ц.м.), регистрировался спектр γ -квантов, в котором наблюдался пик в области энергии γ -квантов $E_\gamma = 1,5$ МэВ. Обработка спектра позволила определить параметры пика: площадь пика $S_\gamma = 60$; площадь подложки под пиком $S_f = 995$. Оценки подтвердили с вероятностью $P = 0,90$ факт регистрации γ -квантов с энергией $E_\gamma = 149$ МэВ.

При таком выходе сечение реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ оценено как $\sigma_{24} \sim 10^{-35}$ см². Если взять для оценок теоретического сечения по формуле (6) величину S -фактора $S_{24} = 18 \cdot 10^{-6}$ кэВ·б из [14], то $\sigma_{24} = 27 \cdot 10^{-41}$ см². Таким образом, наблюдается огромное различие (шесть порядков) между результатами нашего эксперимента и теоретическими оценками. Такое большое сечение могло бы решить проблему космологического лития. Действительно, если продляется время синтеза ядер лития-6 до энергий 10 кэВ, причем с большим сечением, то это могло бы обеспечить наработку ядер лития-6 до уровня, позволяющего объяснить результаты наблюдательной астрономии по массовой распространенности ^6Li относительно водорода — $^6\text{Li}/\text{H} \approx 12 \cdot 10^{-10}$ [4]. Вместо предсказаний стандартной модели BBN — $^6\text{Li}/\text{H} = (1,2882 \pm 0,0185) \cdot 10^{-14}$. Однако нельзя исключить того, что такой большой выход γ -квантов обусловлен какой-то фоновой реакцией за счет последовательной цепочки реакций $D(^4\text{He}, ^4\text{He})D \rightarrow D(D, ^3\text{He})n \rightarrow (n, \gamma); (n, n'\gamma)$, заканчивающихся активацией нейтронами ($E_n = 25$ МэВ) окружающих материалов и появлением γ -квантов с энергией вблизи энергии $E_\gamma = 148\text{--}152$ МэВ. Это потребовало проведения тщательных исследований фоновых условий, возникающих на установке под действием нейтронов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ 1

При изучении реакции (3) для рассмотрения проблемы фона, связанного с возможным протеканием цепочки процессов с образованием dd -нейтронов с энергией $E_n = 25$ МэВ с последующим индуцированием ими реакции $(n, \gamma); (n, n'\gamma)$ в веществах, окружающих мишень, нами была использована экспериментальная информация, полученная коллаборацией LUNA при исследовании реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ при энергиях ионов гелия 280 и 400 кэВ [18]. В установке коллаборации LUNA использовались такие материалы, как медь, нержавеющая сталь, латунь, свинец. Анализ энергетического спектра γ -квантов,

зарегистрированных HPGe-детектором, свидетельствовал о наличии большого количества интенсивных γ -линий как в области энергий соответствующей изучаемой реакции ($E_\gamma = 148\text{--}152$ МэВ), так и в области более высоких энергий γ -излучения, создающего достаточно интенсивную комптоновскую подложку. При этом вклад комптоновской подложки в уровень фона более чем в 50 раз превышает вклад за счет космического фона (фона случайных совпадений).

Система детектирования γ -квантов созданной нами установки, предназначенной для исследования реакций радиационного захвата, состоит из восьми NaI(Tl)-детекторов с размерами $10 \times 10 \times 40$ см [15, 16]. Масса всех γ -детекторов равна ~ 117 кг, причем парциальные массы йода, натрия и таллия составляют 98,7, 17,8 и 0,5 кг соответственно. Была сформулирована задача, состоящая в определении и сравнении уровней фона, возникающего за счет регистрации быстрых и медленных нейтронов соответственно. Если фоновый вклад медленных нейтронов меньше, чем быстрых, то имеет смысл замедлить нейтроны с энергией $E_n = 2,5$ МэВ до тепловых энергий, прежде чем они попадут в NaI(Tl)-детекторы. С этой целью были выполнены два эксперимента с источниками нейтронов: быстрыми — AmBe, тепловыми — ^{252}Cf в полиэтиленовом замедлителе. Источники облучали NaI(Tl)-кристалл (диаметр 80 мм, высота 80 мм), установленный на HPGe-детекторе. Оказалось, что основным источником фоновой комптоновской подложки являются γ -кванты ($E_\gamma = 2223,1$ кэВ) от реакции радиационного захвата нейтронов на водороде полиэтилена — замедлителя нейтронов. И именно эти γ -кванты ответственны за подъем уровня комптоновской подложки в исследуемой области энергий. Таким образом, в результате исследования фоновых условий, мы пришли к следующему заключению: в экспериментальной установке не должны использоваться следующие материалы: свинец, нержавеющая сталь, медь, латунь, полиэтилен.

Исследование реакции $\text{D}(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ было выполнено на импульсном плазменном ускорителе Холла при энергии α -частиц, равной $E_\alpha = 30$ кэВ (энергия столкновения ионов гелия с дейтронами в с.ц.м. составляет $E = 10,0$ кэВ) с использованием установки, изображенной на рис. 1, а, б. Энергия γ -квантов, образующихся в реакции (3), составляет $E_\gamma = (1484 \pm 11)$ кэВ.

Основное отличие установки, приведенной на этих рисунках, от установки, использованной нами ранее при исследовании реакции $\text{D}(p, \gamma)^3\text{He}$ [15–17], заключается в следующем: мишенная камера из нержавеющей стали (диаметр 230 мм) заменена на камеру, выполненную из алюминия (диаметр 160 мм); удалены все элементы защиты из свинца, а также медь, нержавеющая сталь; с тыльной стороны камеры, на расстоянии 2 см от мишени, к ней пристыкован дополнительный NaI(Tl)-детектор γ -квантов (диаметр — 150 мм, толщина — 100 мм). Эффективность регистрации γ -квантов с энергией $E_\gamma = 1,48$ МэВ девятью NaI(Tl)-детекторами определена с помощью радиоактивных источников γ -квантов ^{60}Co и ^{152}Eu , располагаемых в точке, соответствующей положению центра мишени. Данная величина оказалась равной $\varepsilon = 0,41 \pm 0,04$. Энергетическое разрешение γ -детектора, усредненное по всем девяти γ -детекторам, измеренное на линии ^{60}Co с энергией $E_\gamma = 1,33$ МэВ, составило 7,3%. Использование ^3He -детектора нейтронов на данном этапе эксперимента не предполагалось, о чем будет сказано ниже.

Число ускоренных ионов $^4\text{He}^+$, падающих на мишень из дейтерида титана, составляло в импульсе $5 \cdot 10^{14}$. Длительность импульса ускорения равнялась 10 мкс, что позволяло подавить регистрацию фоновых событий, обусловленных космическим излу-

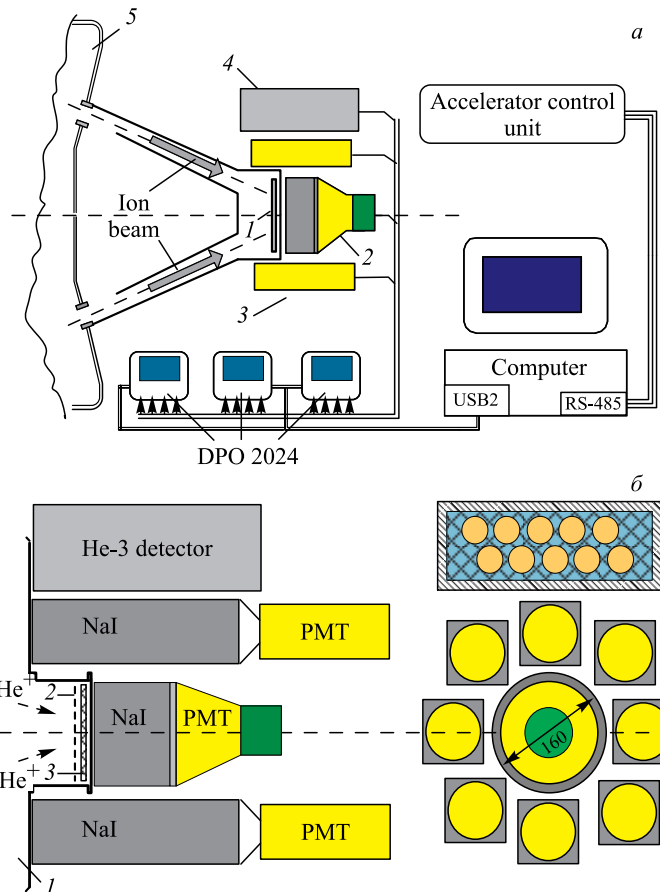


Рис. 1. *a*) Схема эксперимента: 1 — дейтериевая мишень; 2, 3 — NaI(Tl)-детекторы γ -квантов; 4 — ^3He -детекторы нейтронов; 5 — ионный ускоритель Холла. *б*) Схема расположения детекторов: 1 — ионный ускоритель Холла; 2 — сетка; 3 — мишень; PMT — фотоэлектронный умножитель

чением и естественной радиоактивностью окружающей среды в 10^5 раз. Частота следования импульсов — 0,07 Гц. Энергетический разброс пучка ионов $^4\text{He}^+$ составлял $\text{FWHM} \approx 19,9\%$ [19]. Измерение энергетического распределения ионов $^4\text{He}^+$, падающих на мишень, осуществлялось с помощью многосеточного электростатического спектрометра заряженных частиц. Для определения количества быстрых нейтралов и величины коэффициента вторичной ион-электронной эмиссии из материала мишени использовался электростатический анализатор энергии, располагавшийся в месте специального эксперимента перед мишенью [19]. Найдено, что верхняя граница относительного содержания быстрых нейтральных частиц в потоке ускоренных ионов меньше 2,1% с вероятностью $P = 0,95$. Количество ионов $^4\text{He}^+$, проваимодействовавших с мишенью, в каждом импульсе определялось интегрированием тока мишени 3. Для подавления эмиссии электронов из мишени перед ней на расстоянии 1 см устанавливалась металлическая сетка 2 с прозрачностью 93%, находившаяся под потенциалом -150 В.

Мишень представляла собой диск из нержавеющей стали диаметром 98 мм и толщиной 0,1 мм, на поверхность которого методом магнетронного распыления нанесен слой дейтерида титана. Толщина нанесенного слоя из дейтерида титана составляла 1,5–2 мкм. Измерение распределения плотности дейтронов по глубине мишени производилось методом ERD (методом ядер отдачи) с использованием пучка α -частиц с энергией 2,3 МэВ, создаваемого с помощью ускорителя Ван-де-Граафа (ОИЯИ, Дубна). Одновременно с регистрацией дейтронов отдачи детектировались α -частицы, рассеянные на ядрах мишени (на ядрах титана) в заднюю полусферу (обратное резерфордовское рассеяние — RBS-метод). Совместный анализ ERD- и RBS-спектров позволил с высокой точностью найти распределение дейтронов и атомов примесей по глубине мишени.

Измерительная камера ускорителя вакуумировалась с использованием турбомолекулярного и криогенного насосов. Уровень рабочего вакуума в измерительной камере был лучше чем 10^{-7} мм рт. ст. Для обеспечения постоянства «паразитного» слоя на поверхности мишени, образующегося за счет остаточного газа в измерительной камере ускорителя, температура мишени поддерживалась на уровне 50 °С. Оперативный контроль за процессами сорбции-десорбции мишенью остаточного газа в измерительной камере ускорителя осуществлялся с помощью кварцевых весов, с разрешающей способностью по частоте ~ 1 Гц (чувствительность 10^{-2} мкг/Гц). Используемая методика определения чистоты поверхности мишени позволяла оперативно контролировать качество системы вакуумной откачки измерительной камеры ускорителя и объема ускоряющего ионного диода с целью выявления и устранения факторов, влияющих на загрязнение поверхности мишени за счет наличия остаточных газов.

В течение эксперимента непрерывно производились измерения фона, обусловленного космическим излучением и естественной радиоактивностью. Для этого в промежутках между рабочими импульсами ускорителя длительностью 10 мкс, за которые пучок ускоренных ионов ${}^4\text{He}^+$ падал на мишень из TiD_2 , регистрировались фоновые события в течение такого же промежутка времени. Таким образом, параллельно с накоплением событий, зарегистрированных γ -детекторами за время ускорения, накапливались также события, обусловленные только внешним фоном.

За время эксперимента число ионов ${}^4\text{He}^+$, попавших в мишень из дейтерированного титана TiD_2 (текстура [100]), составило $1,187 \cdot 10^{19}$. Спектр γ -квантов в диапазоне энергий 1–3 МэВ, зарегистрированный в этом эксперименте, приведен на рис. 2, а. Рис. 2, б представляет спектр γ -квантов, полученный после вычитания фона.

Проведена аппроксимация спектра, приведенного на рис. 2, б, функцией, являющейся суперпозицией функций Гаусса (кривая 2 и экспоненты (кривая 3, подложка).

На рис. 3 представлен спектр после вычитания подложки.

В результате аппроксимации спектра, представленного на рис. 2, б, функцией, являющейся суперпозицией функций Гаусса (пик) и экспоненты (подложка), получены следующие оценки параметров: центр тяжести пика соответствует энергии зарегистрированных γ -квантов, равной 1,49 МэВ; полная ширина пика на полувысоте составляет $\Delta E(\text{FWHM}) = 8,3\%$; площадь под пиком $S_\gamma = 81$; площадь подложки под пиком $S_f = 1603$. Параметры пика получены программой обработки спектров «Peak Fitting». Этот результат не позволяет при данном уровне фоновой подложки получить надежную оценку выхода γ -квантов от реакции $\text{D}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$. К тому же сама процедура оценки вклада подложки зависит от принятых модельных установок. При относительно малом

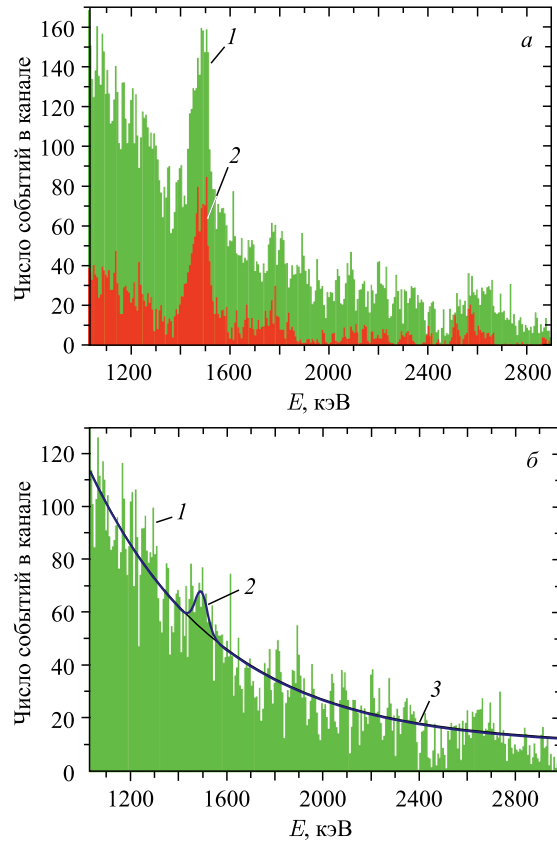


Рис. 2. Энергетическое распределение событий, зарегистрированных γ -детекторами: а) 1 — спектр событий, зарегистрированных γ -детекторами; 2 — фоновый спектр зарегистрированных событий. В фоновом спектре отчетливо виден пик, соответствующий γ -линии ^{40}K ($E_\gamma = 1,46$ МэВ). б) 1 — спектр γ -квантов за вычетом внешнего фона

значении площади в пике исследуемой линии это может приводить к существенным погрешностям оценок. Поэтому оценим верхний предел выхода γ -квантов N в диапазоне энергий γ -квантов 1400–1600 кэВ по известной формуле вычисления вероятности для пуассоновского процесса при наличии фона [20]:

$$1 - \delta = \frac{e^{-(\mu_B + N)} \sum_{n=0}^{n_0} (\mu_B + N)^n / n!}{e^{-\mu_B} \sum_{n=0}^{n_0} \mu_B^n / n!}. \quad (8)$$

Здесь $1 - \delta$ — доверительная вероятность выхода γ -квантов с энергией в диапазоне 1400–1600 кэВ, соответствующая верхнему пределу числа зарегистрированных γ -квантов N из реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$; μ_B — средний уровень фона; n_0 — полное число зарегистрированных событий.

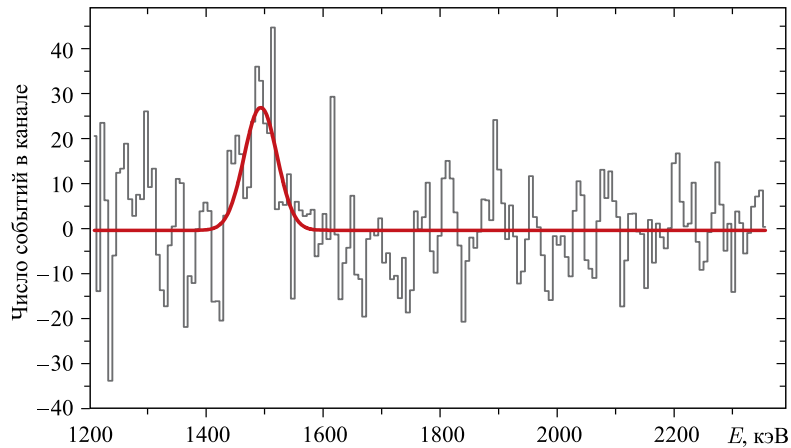


Рис. 3. Спектр γ -квантов после вычитания подложки. Сплошная линия — аппроксимация пика гауссианом

Для большого числа фоновых отсчетов N_b можно принять $\mu_B \approx N_b$.

Для уровня доверительной вероятности $1-\delta = 0,9$ из экспериментальных данных получено, что предельное число зарегистрированных отсчетов γ -детекторами из реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ составляет $N = 146$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ 2

Нельзя было исключить того, что такой большой выход γ -квантов все-таки обусловлен какой-то фоновой реакцией за счет последовательной цепочки реакций $D(^4\text{He}, ^4\text{He})D \rightarrow D(D, n)^3\text{He} \rightarrow (n, \gamma); (n, n'\gamma)$, заканчивающихся активацией нейтронами ($E_n = 25$ МэВ) окружающих материалов и появлением γ -квантов с энергией вблизи энергии $E_\gamma = 148\text{--}152$ МэВ. Поэтому было решено использовать прямой метод измерения фона, возникающего в результате протекания реакций взаимодействия нейтронов с материалами, окружающими вакуумную камеру, в которой находилась мишень. В связи с этим нами были расширены функциональные возможности регистрирующей аппаратуры, к восьми имеющимся NaI(Tl)-детекторам γ -квантов был добавлен детектор нейтронов на основе ^3He (см. рис. 2). Детектор нейтронов представлял собой сборку из 10 счетчиков в виде трубок диаметром 3 см и длиной 50 см, наполненных смесью $^3\text{He} + \text{Ar} + \text{CO}_2$ при давлении 4 атм, расположенных в замедлителе из полиэтилена. Габаритные размеры детектора $15 \times 30 \times 54$ см. Сборка из ^3He -счетчиков находилась в двойном корпусе из алюминия для ослабления влияния электромагнитных наводок. Эффективность регистрации нейтронов, испускаемых источником AmBe, ^3He -счетчиком составляла 15%. Характерной особенностью таких детекторов является их слабая чувствительность к γ -квантам.

Исследование реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ было выполнено на импульсном плазменном ускорителе Холла при энергии α -частиц, равной $E_\alpha = 36$ кэВ (энергия столкновения ионов гелия с дейтронами мишени в системе центра масс равна $E = 12,0$ кэВ). За время эксперимента на мишень из дейтерированного циркония ZrD_2 (текстура [111]) упало

$1,211 \cdot 10^{19}$ ионов $^4\text{He}^+$. Параллельно с набором статистики с NaI(Tl)-детекторов определялось количество нейтронов, зарегистрированных ^3He -детектором. Затем в ионном источнике газ ^4He был заменен газообразным дейтерием (D_2). Ускорение ионов $^2\text{D}^+$ производилось до энергии 8 кэВ. Данное значение энергии было продиктовано требованием отсутствия возможного наложения импульсов в NaI(Tl)-детекторах за счет регистрации ими как нейтронов, образующихся в реакции $D(^2\text{D}^+, n)^3\text{He}$ с энергией 2,5 МэВ, так и γ -квантов, образующихся в реакциях (n, γ) , $(n, n'\gamma)$ в веществах, окружающих мишень. Время измерения выхода реакции $D(^2\text{D}^+, n)^3\text{He}$ определялось временем набора статистики событий, зарегистрированных счетчиком ^3He , такой же ($N_n = 710$), как и в сеансе измерений выхода реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$. Результат в виде энергетических спектров γ -квантов и их разности, полученных в экспериментах с гелием и дейтерием, представлен на рис. 4 и в таблице.

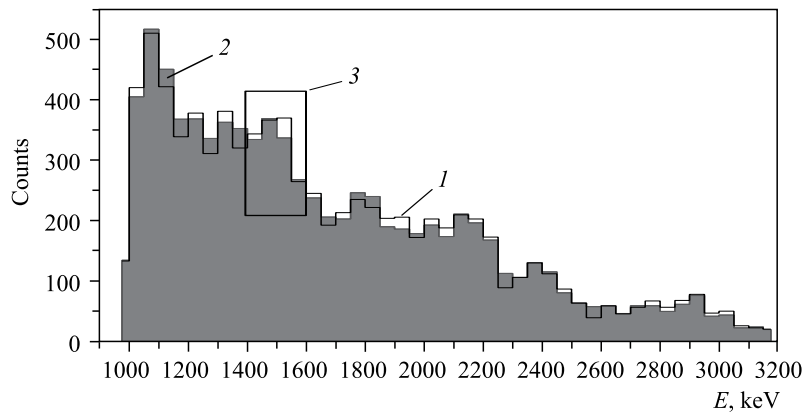


Рис. 4. Энергетическое распределение событий, зарегистрированных детекторами NaI(Tl): 1 — спектр γ -квантов, измеренный в эксперименте с гелием; 2 — спектр γ -квантов в опыте с дейтерием; 3 — область поиска эффекта в интервале энергий γ -квантов 1400–1600 кэВ

Количество событий в разных энергетических интервалах спектров и их разность, измеренные в сеансах с гелием и дейтерием

Сеанс	E , кэВ				
	1200–1400	1400–1600	1600–2000	2000–2400	2400–3100
Сеанс с $^4\text{He}^+$	1733	1589	1891	1300	877
Сеанс с $^2\text{D}^+$	1753	1546	1879	1290	859
Разность	-20	43	12	10	18

Приведенный результат не позволяет получить надежную оценку выхода γ -квантов из реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$. Поэтому по формуле (8) произведем оценку верхнего предела зарегистрированного выхода γ -квантов из изучаемой реакции в диапазоне энергий γ -квантов 1400–1600 кэВ (N). Для уровня доверительной вероятности $1-\delta = 0,9$, согласно полученным экспериментальным данным, найдено, что величина N составляет 93.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате двух проведенных экспериментов были получены пределы на выход реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ при энергиях ионов $^4\text{He}^+$ 10 и 12 кэВ в с.ц.м. В экспериментах использовались мишени из дейтеридов TiD_2 и ZrD_2 . Для получения предельных оценок сечения реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ применен метод, достаточно подробно описанный в работах [15–17]. Метод позволяет по измеренному выходу продуктов исследуемой реакции из «толстой» мишени получить сечение реакции, используя параметрическую зависимость выхода реакции от сечения данной реакции $\sigma_{\alpha d}$ вида

$$N_{\gamma}^{\text{exp}}(E_{\alpha(d)}) = N_{\alpha(d)} \varepsilon_{\gamma} \int_0^{\infty} f(E) dE \int_0^E \sigma_{\alpha d}(E') n(x) \left(-\frac{dE'}{dx}\right)^{-1} dE', \quad (9)$$

где $N_{\gamma}^{\text{exp}}(E_{\alpha(d)})$ — число зарегистрированных γ -квантов из реакции при средней энергии ионов $^4\text{He}^+$, падающих на мишень, $E_{\alpha(d)}$ — в лаб. системе; N_{α} — число ионов $^4\text{He}^+$, попавших в мишень; E — энергия столкновения в системе центра масс; ε_{γ} — эффективность регистрации γ -квантов из реакций; $n(x)$ — плотность дейтронов в мишени; dE/dx — удельные потери энергии ионов $^4\text{He}^+$ в мишени; $f(E)$ — функция распределения ионов $^4\text{He}^+$ по энергии E . Уравнение записано с учетом энергетического разброса ионов $^4\text{He}^+$, падающих на дейтериевую мишень, а также кулоновских потерь энергии в результате взаимодействия их с атомами (молекулами) мишени.

На рис. 5 представлены полученные нами предельные оценки сечения реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$, протекающей в дейтериде титана и циркония, соответствующие средним энергиям столкновения ионов $^4\text{He}^+$ с дейтронами 10 и 12 кэВ.

В работе [22] сделана попытка решить проблему космологического лития двумя путями. Первый путь предполагает то, что во время BBN существовали заряженные мас-

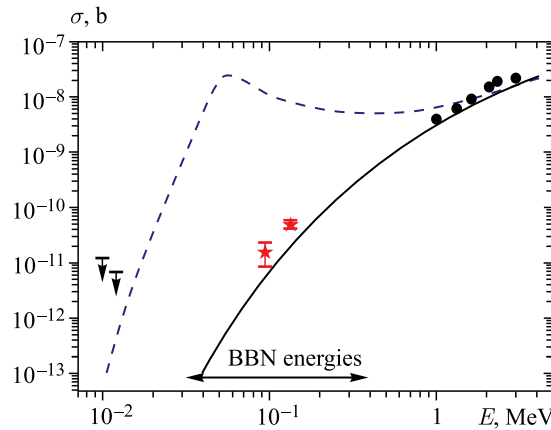


Рис. 5. Сечение реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ в зависимости от энергии столкновения ионов $^4\text{He}^+$ с дейтронами в с.ц.м.: стрелки — результат настоящей работы; кружки — результаты эксперимента [21]; звездочки — сечения данной реакции, найденные расчетным путем с использованием формулы (2) из измеренных коллаборацией LUNA значений астрофизического S -фактора [13]; штриховая и сплошная кривые — результат расчета [22]

сивные (1–100 ГэВ) суперсимметричные скалярные лептоны (stau), которые могли связываться с легкими ядрами и влиять на ход зависимостей сечения ядерных реакций синтеза от энергии их столкновения. Второй путь основывается на модификации в рамках оптической модели потенциала взаимодействия для системы $^4\text{He} + ^2\text{H}$ за счет включения в него дальнедействующей части потенциала. В ускорительном эксперименте важен второй путь. На рис. 5 показаны результаты расчетов: сплошная кривая — стандартный потенциал; штриховая кривая — к стандартному потенциалу добавлена дальнедействующая часть. Видно, что модернизация потенциала взаимодействия приводит к значительному увеличению сечения ядерной реакции в области энергий столкновения даже левее ВВН-энергии.

Результаты, полученные в работе [22], свидетельствуют о том, что подбором параметров дальнедействующей части потенциала можно добиться хорошего согласия с результатами эксперимента [21]. Однако согласия с экспериментом [13] удастся получить только для стандартного потенциала. Полученные нами пределы на сечение реакции $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ указывают на то, что необходимо продолжение экспериментов по более детальному изучению данной реакции путем увеличения светосилы нашей установки. Данные исследования весьма актуальны, так как проблема космологического лития является в настоящее время серьезным препятствием для окончательного признания стандартной модели Большого взрыва.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант РФФИ № 14-22-03039-а, грантом полномочного представителя правительства Польши в Объединенном институте ядерных исследований, грантом полномочного представителя правительства Словакии в Объединенном институте ядерных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Schramm D. N., Wagoner R. V.* Element Production in the Early Universe // *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 1977. V. 27. P. 37.
2. *Reeves H.* On the Origin of the Light Elements ($Z < 6$) // *Rev. Mod. Phys.* 1994. V. 66. P. 193.
3. *Cybur R. H. et al.* Big Bang Nucleosynthesis. arXiv:1505.01076 [astro-ph.CO].
4. *Al-Jarallah M. I. et al.* Angular Distribution Measurements of $^6\text{Li}(p, \alpha)^3\text{He}$ Reaction at 140 keV Proton Energy Using Nuclear Track Detectors // *Rad. Meas.* 2001. V. 34. P. 331–335.
5. *Lamia L. et al.* An Updated $^6\text{Li}(p, \alpha)^3\text{He}$ Reaction Rate at Astrophysical Energies with the Trojan Horse Method // *Astrophys. J.* 2013. V. 768, No. 1. P. 65.
6. *Asplund M. et al.* Lithium Isotopic Abundances in Metal-Poor Halo Stars // *Astrophys. J.* 2006. V. 644. P. 229–259.
7. *Lind K. et al.* The Lithium Isotopic Ratio in Very Metal-Poor Stars // *Astron. Astrophys. A.* 2013. V. 554. P. 96.
8. *Boyd R. N. et al.* // *Phys. Rev. D.* 2010. V. 82. P. 105005; arXiv:1008.0848 [astro-ph.CO].
9. *Brune C.R., Kavanagh R.W., Rolfs C.* $^3\text{H}(\alpha, p)^7\text{Li}$ Reaction at Low Energies // *Phys. Rev. C.* 1994. V. 50. P. 2205.
10. *Kiener J. et al.* Measurements of the Coulomb Dissociation Cross Section of 156 MeV Li Projectiles at Extremely Low Relative Fragment Energies of Astrophysical Interest // *Phys. Rev. C.* 1991. V. 44. P. 2195.

11. *Hammache F. et al.* High-Energy Breakup of ${}^6\text{Li}$ as a Tool to Study the Big Bang Nucleosynthesis Reaction ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ // *Phys. Rev. C.* 2010. V. 82. P. 065803.
12. *Cecil F. E., Yan J., Galovich C. S.* The Reaction $d(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ at Low Energies and the Primordial Nucleosynthesis of ${}^6\text{Li}$ // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 53. P. 1967.
13. *Anders M. et al. (LUNA Collab.)*. First Direct Measurement of the ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ Cross Section at Big Bang Energies and the Primordial Lithium Problem // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. P. 042501.
14. *Mukhamedzhanov A. M., Blokhintsev L. D., Irgaziev B. F.* Reexamination of the Astrophysical S Factor for the $\alpha + d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$ Reaction // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 83. P. 055805.
15. *Bystritsky V. M. et al.* First Experimental Evidence of $\text{D}(p, \gamma){}^3\text{He}$ Reaction in Deuteride Titanium in Ultralow Collision Energy Region // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2014. V. 753. P. 91.
16. *Bystritsky V. M. et al.* Study of the $d(p, \gamma){}^3\text{He}$ Reaction at Ultralow Energies Using a Zirconium Deuteride Target // *Ibid.* V. 737. P. 248–252.
17. *Bystritsky V. M. et al.* Studying the $\text{D}(p, \gamma){}^3\text{He}$ Reaction in Zirconium Deuteride within the Proton Energy Range of 9–35 keV // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2015. V. 12, No. 4. P. 550–558.
18. *Anders M. et al. (LUNA Collab.)*. Neutron-Induced Background by an α -Beam Incident on a Deuterium Gas Target and Its Implications for the Study of the ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ Reaction at LUNA // *Eur. Phys. J. A.* 2013. V. 49. P. 28.
19. *Bystritsky V. M. et al.* Research Methods for Parameters of Accelerated Low-Energy Proton Beam // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2015. V. 12, No. 4. P. 597.
20. *Barnett R. M. et al. (Particle Data Group)*. Review of Particle Physics // *Phys. Rev. D.* 1996. V. 54. P. 166.
21. *Robertson R. G. H. et al.* Observation of the Capture Reaction ${}^2\text{H}(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$ and Its Role in Production of ${}^6\text{Li}$ in the Big Bang // *Phys. Rev. Lett.* 1981. V. 47. P. 1867.
22. *Papo H. et al.* Influence of Long-Range Effects on Low-Energy Cross Sections of He and HeX: The Lithium Problem // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85. P. 044602.

Получено 15 октября 2015 г.