

АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ S -ФАКТОР РЕАКЦИИ $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ ПРИ ЭНЕРГИИ $E_{\text{cm}} = 15,7$ кэВ

*В. М. Быстрицкий^{а,1}, Г. Н. Дудкин^б, Е. Г. Емец^б, А. Р. Крылов^а,
 Б. А. Нечаев^б, А. Нуркин^б, В. Н. Падалко^б,
 А. Б. Садовский^а, М. Филипович^в, А. В. Филиппов^а*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

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

Астрофизический S -фактор реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ впервые измерен при энергии в системе центра масс $E_{\text{cm}} = 15,7$ кэВ, меньшей диапазона энергии стандартной модели Big Bang Nucleosynthesis (SBBN). Эксперимент выполнен на импульсном ускорителе холловского типа (ТПУ, Томск). Длительность импульса ускорения 10 мкс позволяет на пять порядков подавить фон космического излучения и окружающей среды. Интенсивность ускорителя $\sim 5 \cdot 10^{14}$ ионов $^4\text{He}^+$ за импульс дает возможность измерить предельно низкий выход реакции. Выход γ -квантов с энергиями $E_\gamma^0 = 2483,7$ кэВ и $E_\gamma^1 = 2006,1$ кэВ из реакции регистрировался NaI(Tl)-детекторами с эффективностью $\varepsilon = 0,331 \pm 0,026$. Способ прямого измерения фона от цепочки реакций $T(^4\text{He}, ^4\text{He})T \rightarrow T(T, 2n)X \rightarrow (n, \gamma)$ и/или $(n, n'\gamma)$, заканчивающейся активацией нейтронами материалов, окружающих мишень, предложен и реализован в работе. Величина астрофизического S -фактора реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ $S_{\text{ast}}(E_{\text{cm}} = 15,7 \text{ кэВ}) = (0,091 \pm 0,032) \text{ кэВ} \cdot \text{б}$, полученная нами, позволяет сделать выбор из набора экспериментальных данных по астрофизическому S_{ast} -фактору в пользу экспериментальных данных (Brune et al.) с $S_{\text{ast}}(E_{\text{cm}} = 0) = (0,1067 \pm 0,0064) \text{ кэВ} \cdot \text{б}$.

Astrophysical S -factor of $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ reaction is for the first time measured at energy in the system of center mass $E_{\text{cm}} = 15.7$ keV, smaller than energy range of the Standard Big Bang Nucleosynthesis (SBBN) model. The experiment is executed on a pulsed accelerator of Hall type (TPU, Tomsk). The pulse length of acceleration of 10 μs allows one to suppress the background of space radiation and surrounding medium by 5 orders. Intensity of the accelerator $\sim 5 \cdot 10^{14}$ $^4\text{He}^+$ ions per impulse gives the chance to measure extremely low reaction yield. The yield of γ quanta with energies of $E_\gamma^0 = 2483.7$ keV and $E_\gamma^1 = 2006.1$ keV from the reaction was registered by NaI(Tl) detectors with effectiveness $\varepsilon = 0.331 \pm 0.026$. A method of direct measurement of the background from the chain reaction $T(^4\text{He}, ^4\text{He})T \rightarrow T(T, 2n)X \rightarrow (n, \gamma)$ and/or $(n, n'\gamma)$ resulting in neutron activation of materials surrounding the target is proposed and implemented in this work. The size of an astrophysical S -factor of $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ reaction of $S_{\text{ast}}(E_{\text{cm}} = 15.7 \text{ keV}) = (0.091 \pm 0.032) \text{ keV} \cdot \text{b}$ obtained by us allows one to make a choice from a set of experimental data for the astrophysical S_{ast} -factor in favor of experimental data (Brune et al.) with $S_{\text{ast}}(E_{\text{cm}} = 0) = (0.1067 \pm 0.0064) \text{ keV} \cdot \text{b}$.

PACS: 26.35.+c; 98.80.Ft; 27.20.+n

¹E-mail: bystvm@jinr.ru

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В проблеме «космологического лития» вопрос о литии-7 заключается в том, что его распространенность (по отношению к распространенности водорода), измеренная средствами наблюдательной астрономии — ${}^7\text{Li}/\text{H} = (1,58 \pm 0,31) \cdot 10^{-10}$, почти в три раза меньше результата расчета по стандартной модели Big Bang Nucleosynthesis (SBBN) — ${}^7\text{Li}/\text{H} = (4,68 \pm 0,67) \cdot 10^{-10}$ [1, 2]. Считается, что основной реакцией наработки ${}^7\text{Li}$ в эпоху первичного нуклеосинтеза является реакция ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$ с переходом ${}^7\text{Be}$ по β^+ -распаду в ${}^7\text{Li}$. Второй по значимости реакцией является реакция $T(^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ [2]. Экспериментальным подтверждением расчетов по BBN-модели должны служить результаты ускорительных экспериментов, в которых извлекаются данные о сечениях и астрофизических S -факторах процессов [3]. Однако на сегодняшний день нет ускорительных экспериментальных доказательств, подтверждающих расчеты по SBBN-модели, что ставит под сомнение модель Большого взрыва либо требует привлечения «нестандартной физики» [2]. Как показано в работе [4], реакция $T(^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ является определяющей для наработки ${}^7\text{Li}$ в диапазоне энергий в системе центра масс $30 < E_{\text{cm}} < 150$ кэВ. Прямые измерения S -фактора реакции $T(^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ были выполнены в четырех экспериментах [4–7]. Два других результата были получены в непрямых экспериментах, использующих метод кулоновской диссоциации ядра ${}^7\text{Li}$ в αt -канал в поле тяжелого ядра [8, 9]. Все эти результаты показаны на рис. 1.

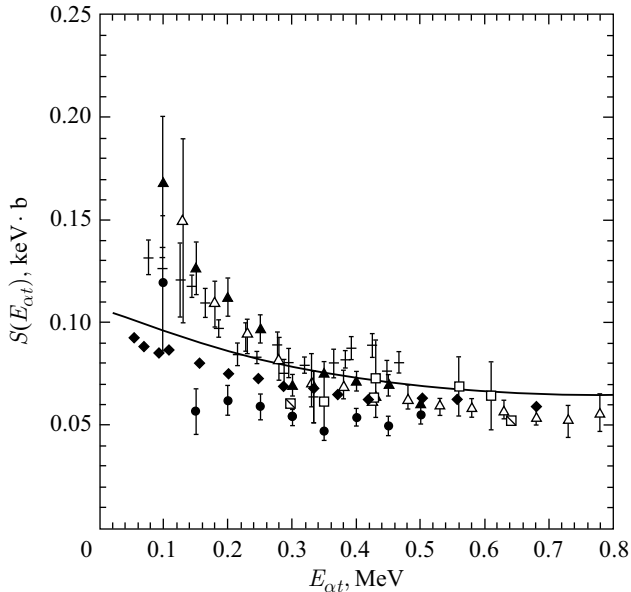


Рис. 1. Зависимость S -фактора реакции $T(^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ от энергии столкновения ионов ${}^4\text{He}^+$ и ядер трития в системе центра масс (см). Сплошная кривая — расчет [9]. Результаты прямых измерений: светлые квадраты — Griffiths et al. [5]; перекрещенные квадраты — Burzyn'ski et al. [6]; крестики — Schroder et al. [7]; темные ромбы — Brune et al. [4]. Результаты непрямых измерений: светлые треугольники — H. Utsunomiya et al. [8]; темные треугольники, темные кружки — два набора данных из работы Y. Tokimoto et al. [9]. Использован рис. 26, с из [9]

Наблюдается большой разброс в величинах S -факторов и мало точек при энергиях < 100 кэВ. Цель нашего эксперимента заключается в том, чтобы измерить сечение и S -фактор реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ при энергии ионов $^4\text{He}^+$ $E_\alpha = 39$ кэВ в лабораторной системе координат ($E_{\text{cm}} = 16,7$ кэВ). Это максимальная энергия, которую позволяет получить ускоритель холловского типа (ТПУ). Нам представляется, что получение экспериментальных значений сечения и S -фактора при минимальной энергии $^4\text{He}-^3\text{H}$ -взаимодействия позволит уточнить данные по S -фактору реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ [10].

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Дифференциальное сечение реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ для нашей области энергий ионов ^4He практически изотропно, т. е. не зависит от угла вылета γ -квантов [4], поэтому для определения полного сечения реакции можно использовать метод «толстой мишени», примененный нами ранее [11–13].

В свою очередь, энергия γ -квантов E_γ также слабо зависит от угла вылета. Энергия γ -квантов из реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ определялась по формуле

$$E_\gamma = Q + E \pm \Delta E_{\text{Dop}} - E_{\text{rec}}, \quad (1)$$

где $Q = (m_T + m_\alpha - m_{\text{Li-7}})c^2 = 2467,0$ кэВ — энергия реакции; $\Delta E_{\text{Dop}} = \frac{v}{c} E_\gamma \cos \theta \approx 4,5$ кэВ — доплеровское уширение линии; $E_{\text{rec}} = \frac{E_\gamma^2}{2(m_{\text{Li-7}})c^2} \approx 0,2$ кэВ — энергия отдачи ядра ^7Li ; $E = E_\alpha \frac{m_T}{m_T + m_\alpha}$ — энергия столкновения ионов гелия с тритонами в системе центра масс; m_T , m_α , $m_{\text{Li-7}}$ — массы ядер трития, гелия, лития; $\cos \theta$ — угол между направлениями движения γ -кванта и ядра ^7Li ; E_α — кинетическая энергия ионов гелия.

В реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ образуется три типа γ -квантов: E_γ^0 , E_γ^1 , E_γ^2 .

1. С вероятностью $\sim 60\%$ реакция идет через основное состояние $3/2^-$ ядра ^7Li . В этом случае образуются γ -кванты с энергией $E_\gamma^0 = (2483,7 \pm 4,5)$ кэВ, которые регистрируются γ -детекторами, и, как результат, в энергетическом спектре зарегистрированных событий появляются три пика: пик полного поглощения энергии данных γ -квантов, а также два пика, соответствующие неполному поглощению энергии γ -квантов в кристалле γ -детектора за счет утечки из кристалла одного и двух, соответственно, аннигиляционных γ -квантов с энергией $0,511$ МэВ. Первый пик отвечает потере энергии γ -кванта с энергией $E_\gamma^0 = (2483,7 \pm 4,5)$ кэВ, выделенной в кристалле γ -детектора, второй пик соответствует энергии $E_{\gamma 1}^0 = 1972,7$ кэВ; третий пик — энергии $E_{\gamma 2}^0 = 1461,7$ кэВ.

2. С вероятностью $\sim 40\%$ реакция идет через первое возбужденное состояние $1/2^-$ ядра ^7Li $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}^*$. Энергия первого возбужденного состояния $1/2^-$ ядра $^7\text{Li}^*$ $E = 477,6$ кэВ. В этом случае образуются γ -кванты с энергией $E_\gamma^1 = (2006,1 \pm 4,1)$ кэВ, соответствующий пик полного поглощения в энергетическом спектре и пики неполного поглощения за счет вылета первого и второго аннигиляционных γ -квантов с энергией $0,511$ МэВ: $E_{\gamma 1}^1 = 1495,1$ кэВ, $E_{\gamma 2}^1 = 984,1$ кэВ.

3. Кроме того, изотропно и одновременно вылетает γ -квант с энергией E_γ^1 , а также вылетает γ -квант с энергией $E_\gamma^2 = 477,6$ кэВ, переход $1/2^- \rightarrow 3/2^-$.

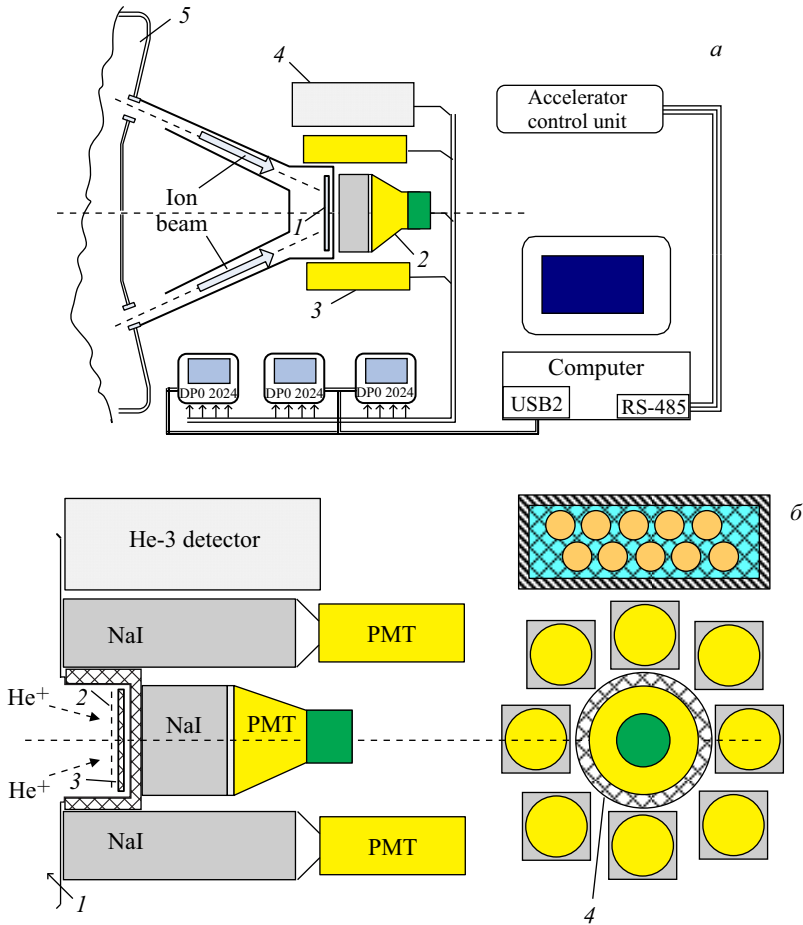


Рис. 2. *а*) Схема эксперимента: 1 — мишень из тритида титана TiT; 2, 3 — NaI(Tl)-детекторы γ -квантов; 4 — ^3He -детекторы нейтронов; 5 — ионный ускоритель Холла. *б*) Расположение детекторов: 1 — ионный ускоритель Холла; 2 — сетка; 3 — мишень TiT; 4 — дополнительная защита детекторов; PMT — фотоэлектронный умножитель

Исследование реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ было выполнено на импульсном плазменном ускорителе Холла (ТПУ) при энергии ионов $^4\text{He}^+$, равной $E_\alpha = 39$ кэВ (энергия столкновения ионов гелия с атомами трития в системе центра масс составляет $E_{\text{cm}} = 16,7$ кэВ), с использованием установки, изображенной на рис. 2, *а, б*.

Ускоритель Холла достаточно подробно описан в работе [14]. Измерительная камера ускорителя вакуумировалась с использованием турбомолекулярного и криогенного насосов. Уровень рабочего вакуума в измерительной камере составлял $< 10^{-7}$ мм рт. ст. Оперативный контроль за процессами сорбции (десорбции) на мишени 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 измеритель-

ной камеры ускорителя и объема ускоряющего ионного диода с целью выявления и устранения факторов, влияющих на загрязнение поверхности мишени за счет наличия остаточных газов.

Число ускоренных ионов ${}^4\text{He}^+$, падающих на мишень из тритида титана, составляло в импульсе $\sim 5 \cdot 10^{14}$. Длительность импульса ускорения равна 10 мкс, что позволяло подавить регистрацию фоновых событий, обусловленных космическим излучением и естественной радиоактивностью окружающей среды, в 10^5 раз. Из-за специфики работы высоковольтного импульсного оборудования ускорителя (заряд и разряд высоковольтной емкости), системы регистрации γ -квантов и параметров пучка ускоренных ионов (цифровые осциллографы) измерительная процедура выглядела следующим образом. Сначала подавался ускоряющий импульс длительностью 10 мкс (во время которого измерялись выход γ -квантов реакции, нейтронов и параметры пучка), затем через 6 с в течение 10 мкс выполнялись измерения фона космического излучения и радиоактивности окружающих детекторы материалов без подачи ускоряющего напряжения, далее начинался заряд высоковольтной емкости. Измерительный цикл составлял 14,28 с (частота следования импульсов 0,07 Гц). Таким образом, в течение эксперимента, параллельно с накоплением событий с детекторов за время ускорения, непрерывно накапливались события, обусловленные только внешним фоном за то же время.

Энергетический разброс пучка ионов ${}^4\text{He}^+$ составляет $\text{FWHM} \approx 19,9\%$ [15]. Измерение энергетического распределения ионов ${}^4\text{He}^+$, падающих на мишень, осуществлялось с помощью многосеточного электростатического спектрометра заряженных частиц. Для определения количества быстрых нейтронов и величины коэффициента вторичной ион-электронной эмиссии материала мишени также использовался электростатический анализатор энергии, располагавшийся в специальном эксперименте перед мишенью [15]. Результат получен следующий: верхняя граница относительного содержания быстрых нейтральных частиц в потоке ускоренных ионов $< 2,1\%$ с вероятностью $P = 0,95$. Количество ионов ${}^4\text{He}^+$, провазимодействовавших 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, рис. 2, б.

Реакция $\text{T}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Li}$ исследовалась на мишенях из тритида титана (TiT). Технология изготовления мишеней заключалась в том, что с помощью магнетрона на подложку из молибдена (диаметром 97 мм) наносился слой титана толщиной порядка 1,5–2 мкм, затем изделие помещалось в установку Сиверта и слой титана насыщался тритием до нужной стехиометрии. В 2015 г. были изготовлены две мишени TiT. Измерение распределения плотности тритонов по глубине мишени проводилось методом ERD (метод ядер отдачи) с использованием пучка α -частиц с энергией 2,3 МэВ, создаваемого с помощью ускорителя Ван де Графа (ОИЯИ, Дубна). Одновременно с регистрацией тритонов отдачи детектировались α -частицы, рассеянные на ядрах мишени в заднюю полусферу (обратное резерфордское рассеяние — RBS-метод) [16]. Совместный анализ ERD- и RBS-спектров позволяет с высокой точностью определять распределение тритонов и атомов примесей по глубине мишени. Результаты исследования мишеней представлены на рис. 3.

Кроме того, равномерность насыщения слоя титана тритием по площади и по глубине мишени диаметром 97 мм исследовалась с помощью метода электронно-флуоресцентного анализа. Мишень была просканирована по всей площади коллимированным полупро-

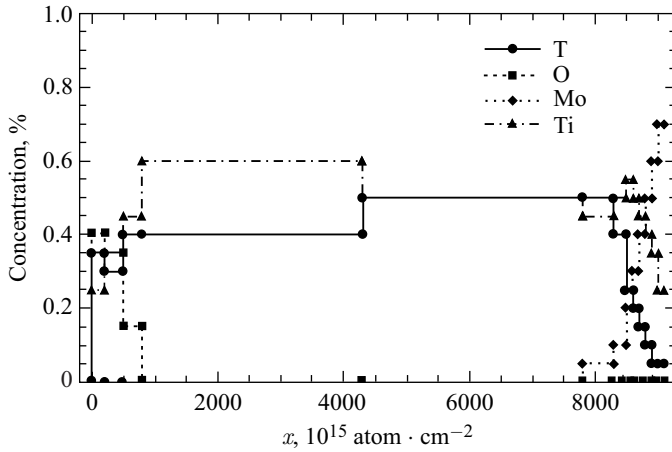
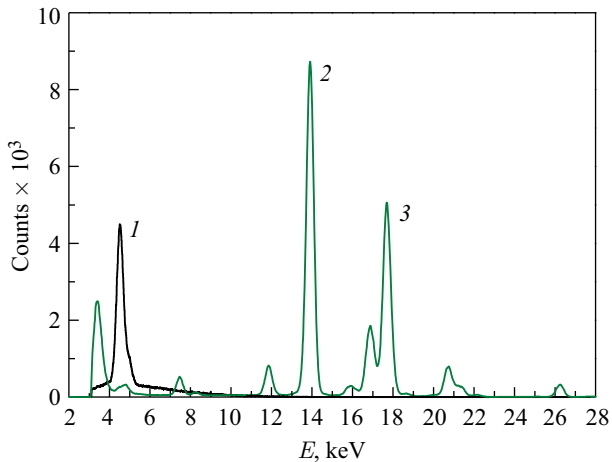


Рис. 3. Концентрация трития и примесей по глубине мишени TiT


 Рис. 4. Спектр характеристического рентгеновского излучения из мишени TiT и спектр источника ^{241}Am . 1 — неразрешенные $K_{\alpha 1}$ -, $K_{\beta 1}$ -линии Ti — $E_r = 4,51, 4,93$ кэВ; 2, 3 — рентгеновские линии источника ^{241}Am

водниковым кремниевым детектором с входным окном из бериллия толщиной 25 мкм. Регистрировалось характеристическое рентгеновское излучение атомов титана $K_{\alpha 1}$, $K_{\beta 1}$ с энергиями $E_r = 4,51, 4,93$ кэВ, возникающее в титане под действием β^- -частиц распада трития. Неравномерность насыщения тритием титановой подложки составляет не более 7%. На рис. 4 приведен спектр характеристического рентгеновского излучения из мишени TiT совместно с калибровочным рентгеновским спектром источника ^{241}Am .

Детектор нейтронов на основе ^3He -счетчиков, изображенный на рис. 2, предназначен для измерения фоновых нейтронов. Основным источником нейтронного фона при исследовании реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ является процесс упругого рассеяния ионов $^4\text{He}^+$ на атомах трития с передачей энергии ядрам трития и последующими реакциями взаимо-

действия ядер трития с ядрами трития мишени:

$$T(t, nn)^4\text{He}, Q = 11,33 \text{ МэВ}, \quad (2)$$

$$T(t, n_1)^5\text{He}^*, Q = 9,24 \text{ МэВ}, \quad (3)$$

$$T(t, n_0)^5\text{He}, Q = 10,4 \text{ МэВ}. \quad (4)$$

В этих реакциях образуются коррелированные во времени пары нейтронов. Детектор нейтронов представляет 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 10 ^3He -счетчиков находилась в двойном корпусе из алюминия для ослабления влияния электромагнитных наводок. Эффективность регистрации нейтронов, испускаемых источником AmBe, ^3He -детектором, составляет 15%. Характерной особенностью таких детекторов является их слабая чувствительность к γ -квантам.

Регистрация γ -квантов из реакции осуществлялась с помощью восьми сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов NaI(Tl) ($100 \times 100 \times 400$ мм), расположенных вокруг мишени из тритида титана (TiT), и девятого NaI(Tl)-детектора (диаметр — 150 мм, толщина — 100 мм), пристыкованного к тыльной стороне мишенной камеры на расстоянии 3 см от мишени. Сигналы с NaI(Tl)-детекторов оцифровывались на запоминающих осциллографах TektronixDPO2024. Энергетическое разрешение и эффективность регистрации детекторов для энергии γ -квантов $E_\gamma = 2,484$ МэВ определялись с помощью источника γ -квантов ^{232}Th и рассчитывались с помощью программы на основе метода

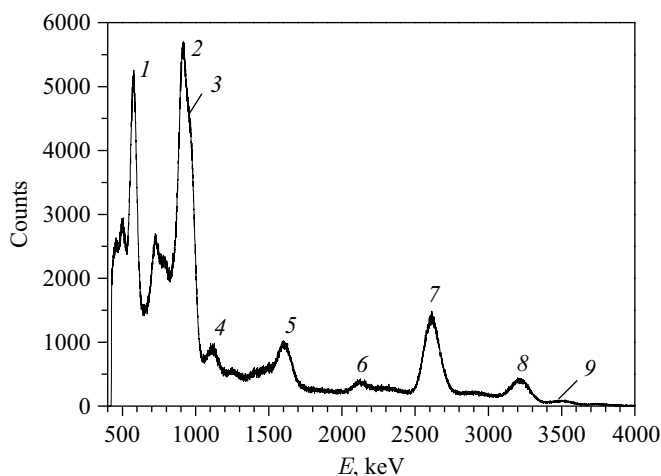


Рис. 5. Энергетический спектр γ -квантов от источника ^{232}Th . Расшифровка γ -линий изотопов от цепочки распадов $^{232}\text{Th} \dots \rightarrow ^{228}\text{Th} \dots \rightarrow ^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ [17]: 1 — $E_\gamma = 583,19$ МэВ; 2 — $E_\gamma = 911,2$ МэВ; 3 — $E_\gamma = 968,97$ МэВ; 4 — $E_\gamma = 1115,97$ МэВ; 5 — $E_\gamma = 1592,5$ МэВ; 6 — $E_\gamma = 2103,5$ МэВ (пик, соответствующий вылету одного аннигиляционного γ -кванта с энергией 0,511 МэВ при регистрации $E_\gamma = 2614,5$ МэВ); 7 — $E_\gamma = 2614,5$ МэВ; 8 — $E_\gamma = 3197,7$ МэВ (пик суммирования энергий γ -квантов ^{208}Tl — $E_\gamma = 583,19$ МэВ и $E_\gamma = 2614,5$ МэВ); 9 — $E_\gamma = 3476,6$ МэВ

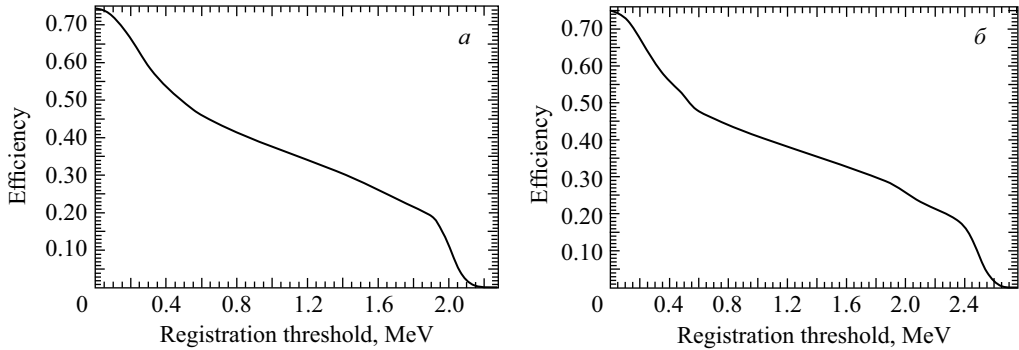


Рис. 6. Эффективность регистрации γ -квантов с энергией $E_\gamma = 2,006$ МэВ (а) и $E_\gamma = 2,484$ МэВ (б) в зависимости от порога регистрации

Монте-Карло. На рис. 5 приведен энергетический спектр γ -квантов, полученный на одном из детекторов от источника ^{232}Th . Энергетическое разрешение детектора (FWHM) для энергии $E_\gamma = 2,614$ МэВ определено равным $\Delta E = 5,1\%$. Эффективность регистрации γ -квантов с этой энергией системой из девяти NaI(Tl)-детекторов определялась при помещении источника ^{232}Th по центру тритиевой мишени, она равна $\varepsilon = 0,28$ при пороге регистрации $E_\gamma = 1,9$ МэВ. Поскольку мы не могли в этом эксперименте разделить выходы реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ с ядром ^7Li в основном ($E_\gamma = 2,484$ МэВ) и в возбужденном ($E_\gamma = 2,006$ МэВ) состояниях, то для определения усредненной эффективности регистрации полного выхода мы воспользовались расчетом.

На рис. 6, а, б представлены результаты расчетов эффективности регистрации γ -квантов с энергиями $E_\gamma = 2,484$ МэВ и $E_\gamma = 2,006$ МэВ в зависимости от порога регистрации.

Тогда усредненная эффективность регистрации реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$, идущей через ядро ^7Li в возбужденном ($E_\gamma = 2,006$ МэВ) и в основном состояниях ($E_\gamma = 2,484$ МэВ) (с учетом того, что вероятность процесса с возбуждением составляет 40% от полной вероятности процесса [4]), определена равной $\varepsilon = 0,331 \pm 0,026$ при пороге регистрации $E_\gamma = 1,4$ МэВ. Здесь мы учли то, что для γ -квантов с энергией $E_\gamma = 2,006$ МэВ в энергетическом спектре будет присутствовать пик вылета первого γ -кванта с энергией $E_\gamma = 2,006 - 0,511$ МэВ = 1,495 МэВ.

Крайне малое сечение реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ в указанной области энергий требует тщательного анализа всех фоновых реакций и их минимизации. Основным источником фона являются реакции (2)–(4) с появлением двух коррелированных во времени нейтронов, взаимодействие нейтронов с материалами, окружающими мишень, по реакциям (n, γ) или $(n, n'\gamma)$ и возникновение γ -квантов с энергиями в искомом диапазоне энергий $E_\gamma = 1,4$ –2,8 МэВ (рис. 7).

Источники фоновых γ -квантов были проанализированы по материалам исследований [20–25], а также по результатам наших исследований [13]. Система детектирования γ -квантов нашей установки, предназначенной для исследования реакций радиационного захвата, состоит из восьми NaI(Tl)-детекторов с размерами $10 \times 10 \times 40$ см [11–13] и девятого NaI(Tl)-детектора (диаметр 150 мм, толщина 100 мм). Масса всех γ -детекторов равна ~ 117 кг, причем парциальные массы йода, натрия и таллия составляют 98,7, 17,8

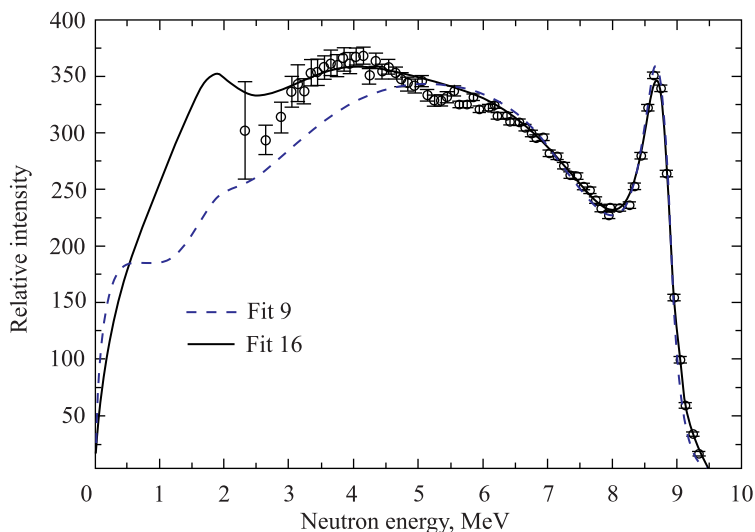


Рис. 7. Энергетический спектр нейтронов из реакций (2)–(4). Выходы нейтронов из реакций (2), (3), (4) соотносятся как 70:20:10 соответственно [19]. (Рис. 8 из работы [18])

Характеристики фона. Энергии γ -квантов и реакции, в которых они образуются

E_γ , кэВ	Реакция	E_γ , кэВ	Реакция	E_γ , кэВ	Реакция
1408	$^{54}\text{Fe}(n, n'\gamma)^{54}\text{Fe}$	1726	$^{207}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{207}\text{Pb}$	2093	$^{207}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{207}\text{Pb}$
1434	$^{52}\text{Cr}(n, n'\gamma)^{52}\text{Cr}$	1770	$^{207}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{207}\text{Pb}$	2212	$^{27}\text{Al}(n, n'\gamma)^{27}\text{Al}$
1467	$^{206}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{206}\text{Pb}$	1778	$^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{27}\text{Al}$	2223	$^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$
1636	$^{23}\text{Na}(n, n'\gamma)^{23}\text{Na}$	1810	$^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)^{56}\text{Fe}$	2615	$^{208}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{208}\text{Pb}$
1720	$^{27}\text{Al}(n, n'\gamma)^{27}\text{Al}$	1844	$^{206}\text{Pb}(n, n'\gamma)^{206}\text{Pb}$	2982	$^{27}\text{Al}(n, n'\gamma)^{27}\text{Al}$

и 0,5 кг соответственно. Была сформулирована задача, состоящая в определении и сравнении уровней фона, возникающего за счет реакций быстрых и медленных нейтронов с окружающими веществами (в том числе и с материалами NaI(Tl)-детекторов). Если фоновый вклад от медленных нейтронов меньше, чем от быстрых, то имело смысл замедлить нейтроны с энергиями $E_n = 0,5\text{--}9,5$ МэВ от реакции tt -синтеза до тепловых энергий до момента их попадания в NaI(Tl)-детекторы. С этой целью были выполнены два эксперимента с источниками нейтронов: быстрыми — AmBe; тепловыми — ^{252}Cf в полиэтиленовом замедлителе [13]. 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 [13]. И именно эти γ -кванты ответственны за подъем уровня комптоновской подложки в исследуемой области энергий. В таблице представлены данные о том, в каких реакциях возникают фоновые γ -кванты с энергиями, попадающими в область наших интересов $E_\gamma = 1,4\text{--}2,8$ МэВ.

Таким образом, в результате исследования фоновых условий мы пришли к следующему заключению: в экспериментальной установке должны не использоваться или использоваться по минимуму такие материалы, как свинец, алюминий, полиэтилен, железо.

ЭКСПЕРИМЕНТ. РЕЗУЛЬТАТЫ

Первые сеансы измерений выхода γ -квантов из реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ показали присутствие значительного фона. Типичные осциллограммы импульсов тока ускорителя и импульсов с NaI(Tl)-детекторов приведены на рис. 8, *a*.

Для уменьшения фоновой загрузки детекторов быстрыми нейтронами из реакций (2)–(4) между детекторами и мишенью была установлена дополнительная защита (4, рис. 2, *b*), схема которой показана на рис. 9.

Расчет дал ослабление потока быстрых нейтронов в 2,2 раза. Эксперимент, проведенный с использованием мониторингового детектора нейтронов, показал ослабление потока нейтронов в 2,1 раза.

Дополнительная проблема при обработке экспериментальных результатов возникает из-за наложения импульсов (рис. 8, *a, б*). Наложение импульсов приводит к тому, что программа обработки осциллограмм принимает два импульса за один импульс большой амплитуды, что приводит к значительному искажению распределения событий по энергии. Чтобы устранить эту проблему, была разработана программа (on-line) отбраковки наложения импульсов. Осциллограмма сигнала, зарегистрированная цифровым осциллографом, предварительно сглаживается гауссовским фильтром (рис. 8, *б*, кривая 1) с параметрами, обеспечивающими получение наилучшего амплитудного разрешения спектра γ -квантов. Сглаженная осциллограмма дифференцируется (рис. 8, *б*, кривая 2), что позволяет разделить наложенные импульсы γ -квантов. Амплитудный спектр, построенный на основе продифференцированного сигнала, имеет худшее амплитудное разрешение, но при этом обеспечивается практически полная дискриминация наложений в условиях данного эксперимента. Энергетическое разрешение детектора (FWHM) для энергии $E_\gamma = 2,614$ МэВ определено равным $\Delta E = 6,5\%$ в отличие от разрешения $\Delta E = 5,1\%$,

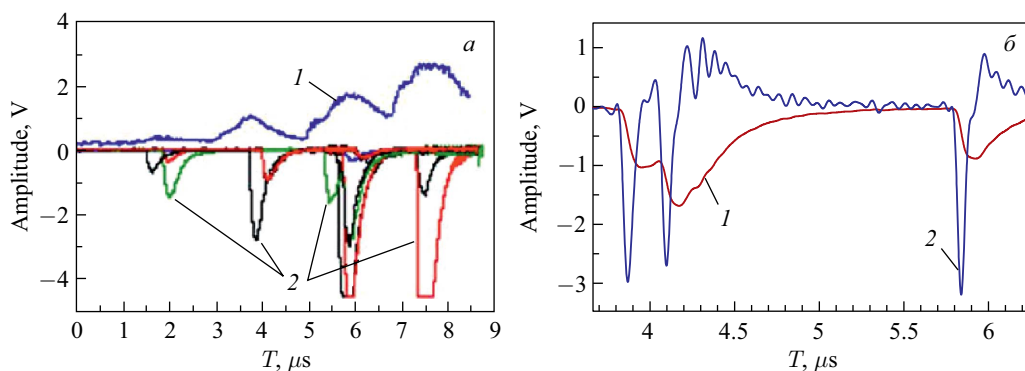


Рис. 8. *a*) 1 — осциллограммы импульсов тока ускорителя; 2 — осциллограммы импульсов с NaI(Tl)-детекторов. *б*) Осциллограмма сигналов с NaI-детектора (фрагмент): 1 — осциллограмма исходного сигнала; 2 — осциллограмма продифференцированного сигнала

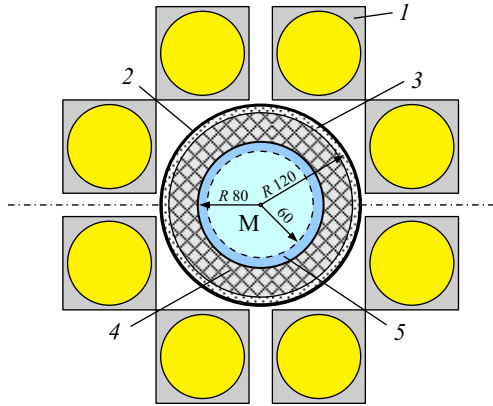


Рис. 9. Схема дополнительной защиты NaI(Tl)-детекторов от нейтронов. 1 — NaI(Tl)-детекторы; 2 — слой кадмия (цилиндр с толщиной стенки 0,5 мм); 3 — слой нитрида бора (толщина слоя порошка 5 мм); 4 — слой D₂O (толщина слоя тяжелой воды 35 мм); М — TiT-мишень

полученного до цифрового дифференцирования сигнала. Кроме того, программа позволяет дискриминировать появление в импульсе ускорителя коррелированных во времени (с точностью 10 нс) двух и более γ -квантов с энергиями, превышающими энергетический порог, — $E_\gamma = 0,9$ МэВ. Эти γ -кванты появляются за счет взаимодействия коррелированных во времени нейтронов с окружающими мишень материалами, и в том числе с материалами детекторов NaI(Tl). Реакции радиационного захвата (n, γ) или неупругого рассеяния ($n, n'\gamma$) характеризуются временами порядка 10^{-12} – 10^{-14} с. Вероятность же появления коррелированных γ -квантов из реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ на импульс ускорителя мала. Это может быть только случайное совпадение во времени (интервал 10 нс) γ -квантов с энергиями $E_\gamma^0 = 2483,7$ кэВ и $E_\gamma^1 = 2006,1$ кэВ. Коррелированные во времени γ -кванты с энергиями $E_\gamma^1 = 2006,1$ кэВ и $E_\gamma^2 = 477,6$ кэВ не дискриминируются, так как $E_\gamma^2 = 477,6$ кэВ находится ниже порога регистрации. При оценках мы воспользовались формулой Гамова для сечения в нерезонансной области энергий: $E_{\text{Гамов}} = 6735$ кэВ — энергия Гамова для реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ — и тем фактом, что в импульсе ускорителя на тритиевую мишень падает в среднем $\sim 5 \cdot 10^{14}$ ионов $^4\text{He}^+$.

$$\sigma_{\text{от}}(E) = \frac{S_{\text{от}}(E)}{E} \exp\left(-\frac{82,067}{\sqrt{E}}\right). \quad (5)$$

Здесь $S_{\text{от}}(E) = 0,1$ кэВ · б — усредненный S -фактор; $E = 16,7$ кэВ — энергия реакции в с. ц. м.

Таким образом, еще удалось уменьшить фон в четыре раза, распределение γ -квантов по энергии в большом сеансе измерений приведено на рис. 10, а. По приведенному спектру видно, что примененных мер on-line отбора событий было недостаточно, чтобы выделить из фона искомый процесс. Поэтому было решено использовать прямой метод измерения и вычитания фона, возникающего в результате протекания реакций взаимодействия нейтронов с материалами, окружающими вакуумную камеру, в которой находилась мишень, и NaI(Tl)-детекторами. Метод был разработан нами при исследовании реакции

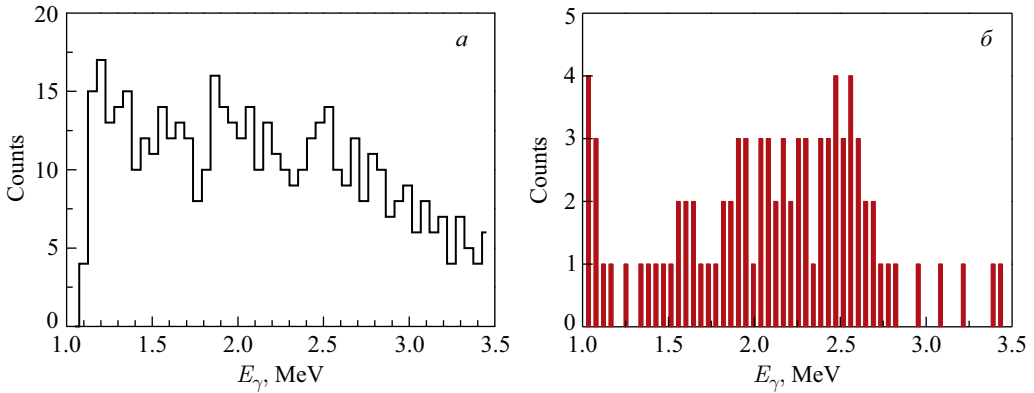


Рис. 10. а) Спектр γ -квантов, полученный в сеансах измерений. б) Разность энергетических спектров γ -квантов, полученных в экспериментах с гелием и тритием

${}^2\text{H}({}^4\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$ [13]. Параллельно с набором статистики γ -квантов с помощью NaI(Tl) -детекторов во время сеанса измерений определялось количество нейтронов, зарегистрированных ${}^3\text{He}$ -детектором. Затем в ионном источнике газ ${}^4\text{He}$ был заменен газообразным тритием (${}^3\text{H}$) и измерялся фон, сопутствующий реакции $T({}^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$, в отдельном сеансе измерений. Ускорение ионов ${}^3\text{H}^+$ производилось до энергии 10 кэВ. Сечение реакции $T(t, 2n){}^4\text{He}$ при этой энергии составляет $\sim 10^{-30}$ см^2 [26]. Данное значение энергии было продиктовано требованием не допустить перегрузку NaI(Tl) -детекторов за счет регистрации ими как нейтронов, образующихся в реакции $T(t, 2n){}^4\text{He}$, так и γ -квантов, образующихся в реакциях (n, γ) , $(n, n'\gamma)$ в веществах, окружающих мишень. Время измерения выхода реакции $T(t, 2n){}^4\text{He}$ определялось временем набора статистики событий нейтронов детектором нейтронов ${}^3\text{He}$, равным времени набора такого же количества нейтронов, какое было зарегистрировано в сеансе измерений выхода реакции $T({}^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$. Поскольку сечение реакции $T(t, 2n){}^4\text{He}$ большое, то время измерения фона, соответственно, незначительное. При этом процедура on-line отбора событий была такая же, как и при измерении выхода реакции $T({}^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$. Результат в виде разности энергетических спектров γ -квантов, полученных в экспериментах с гелием и тритием, представлен на рис. 10, б.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате проведенных экспериментов был получен выход реакции $T({}^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ при энергии столкновения ионов гелия ${}^4\text{He}^+$ с тритонами ${}^3\text{H}$, равной 16,7 кэВ в с. п. м. Через мишень было пропущено $1,1 \cdot 10^{20}$ α -частиц. В результате статистической обработки данных число зарегистрированных γ -квантов определено равным $N_{\gamma}^{\text{exp}} = 71 \pm 25$. Для удобства записей в дальнейшем будем обозначать ионы гелия ${}^4\text{He}^+$ как α -частицы, атомы трития ${}^3\text{H}$ как тритоны, реакцию $T({}^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ как αt -реакцию.

Экспериментальное определение значений астрофизического $S_{\alpha t}$ -фактора и эффективного сечения αt -реакции в области астрофизических энергий основано на измерении выхода γ -квантов с энергиями 2,484, 2,006 МэВ и на использовании параметризации

зависимости сечения данной реакции от энергии столкновения α -частиц с тритонами в виде [12, 27]:

$$N_{\gamma}^{\text{tot}} = N_{\alpha} \varepsilon_{\gamma} \int_0^{\infty} f(E) dE \int_0^{\infty} \sigma_{\alpha t}(E') n(x) \left(\frac{dE'}{dx} \right)^{-1} dE', \quad (6)$$

$$\sigma(E) = \frac{S_{\alpha t}(E)}{E} \exp\left(\frac{-\beta}{\sqrt{E}}\right), \quad (7)$$

в случае αt -реакции $\beta = 2\pi Z_1 Z_2 \sqrt{\mu} = 31,29 Z_1 Z_2 \sqrt{\mu}$, где β/\sqrt{E} — параметр Зоммерфельда; Z_1, Z_2, μ — заряды взаимодействующих частиц и приведенная масса взаимодействующих частиц во входном канале реакции в единицах а. е. м.; E — энергия столкновения в системе центра масс; $S_{\alpha t}(E)$ — астрофизический S -фактор для αt -реакции; N_{γ}^{tot} — полное число зарегистрированных γ -квантов; $\sigma_{\alpha t}(E)$ — сечение αt -реакции; dE/dx — удельные потери энергии α -частиц в мишени; $n(x)$ — плотность тритонов в мишени на глубине x ; $f(E)$ — функция распределения энергии α -частиц, падающих на мишень; ε_{γ} — эффективность регистрации γ -квантов из αt -реакции; N_{α} — число α -частиц, прошедших через мишень. Данная параметризация сечения реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ предполагает взаимодействие «голых» α -частиц с тритонами.

Принимая во внимание энергетический разброс α -частиц, падающих на тритиевую мишень, а также кулоновские потери энергии α -частиц в результате взаимодействия их с атомами мишени, экспериментальные значения S -фактора для αt -реакции можно определить как [12, 27, 28]:

$$\overline{S_{\alpha t}(E)} = \int_E^{\infty} S_{\alpha t}(E) P(E) dE = S_{\alpha t}(E_{\text{col}}) = \frac{N_{\gamma}^{\text{exp}}}{N_{\alpha} \varepsilon_{\gamma} \int_0^{\infty} f(E) dE \int_0^{\infty} \frac{e^{-2\pi\eta} n(x')}{E'(E, x')} dx'}, \quad (8)$$

$$\text{где } 2\pi\eta = \frac{\beta}{\sqrt{E}}, \quad P(E) = \frac{e^{-2\pi\eta} D(E) \int_E^{\infty} n(x(E, E')) f(E') dE'}{\int_0^{\infty} e^{-2\pi\eta} D(E) dE \int_E^{\infty} n(x(E, E')) f(E') dE'}, \quad (9)$$

$$D(E) = -\frac{1}{E} \frac{dx}{dE}, \quad (10)$$

$$E_{\text{col}} = \int_E^{\infty} E P(E) dE, \quad (11)$$

$$\overline{S_{\alpha t}(E)} = S_{\alpha t}(E_{\text{col}}), \quad (12)$$

где N_{γ}^{exp} — число зарегистрированных γ -квантов из αt -реакции; $n(x')$ — плотность тритонов в мишени на глубине x' ; $E'(E_{\text{cm}}, x')$ — энергия столкновения α -частиц с тритоном

в мишени на глубине x' ; $P(E)$ — функция распределения вероятности столкновения α -частиц с тритонами с последующей регистрацией выхода γ -квантов из αt -реакции; E_{col} — энергия столкновения α -частиц с тритонами, усредненная по функции распределения $P(E)$.

В результате было получено значение $S_{\alpha t}(E)$ -фактора:

$$S_{\alpha t}(E_{\text{col}} = 15,7 \text{ кэВ}) = (0,091 \pm 0,032(\text{стат.}) \pm 0,011(\text{сист.})) \text{ кэВ} \cdot \text{б.} \quad (13)$$

Здесь «стат.» обозначает статистическую ошибку; «сист.» — систематическую ошибку. Полная систематическая ошибка равна 12% и складывается из ошибок в определении: эффективности регистрации γ -квантов — 8%; количества атомов трития в мишени — 7%; количества ионов $^4\text{He}^+$, прошедших через мишень, — 5%.

Наш результат, вместе со всеми имеющимися экспериментальными результатами по $S_{\alpha t}$ -фактору, приведен на рис. 11. Несмотря на то, что наш результат получен с большой ошибкой (известная трудность при измерении выхода ядерной реакции в области ультранизких энергий), он все-таки позволяет сделать некоторые выводы. Видно, что наш результат не поддерживает результаты всех непрямых измерений (Н. Utsunomiya et al., Y. Tokimoto et al.). И не поддерживает один результат прямых измерений (Schroder et al.), в котором S -фактор для энергии αt -взаимодействия, равной нулю, был определен равным $S_{\alpha t}(E = 0) = (0,14 \pm 0,02) \text{ кэВ} \cdot \text{б.}$

В работах Brune et al. [4], Griffiths et al. [5] S -факторы были определены равными $S_{\alpha t}(E = 0) = (0,1067 \pm 0,0064) \text{ кэВ} \cdot \text{б.}$, $S_{\alpha t}(E = 0) = (0,064 \pm 0,016) \text{ кэВ} \cdot \text{б.}$ соответственно, и наш результат им не противоречит. Что касается теоретических расчетов, то

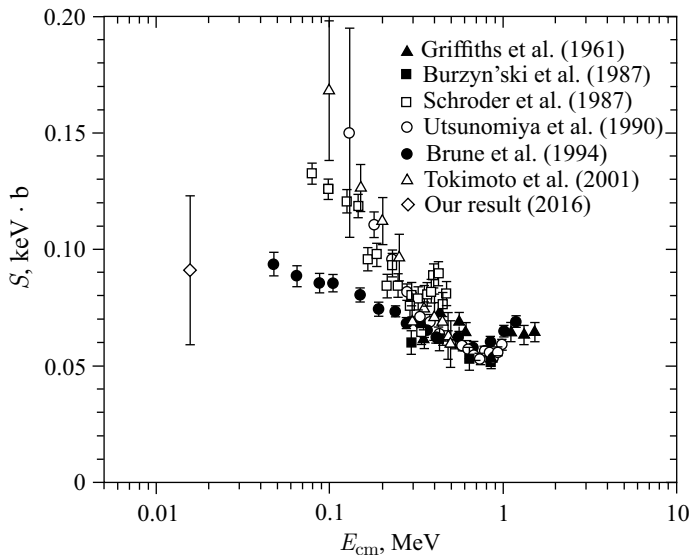


Рис. 11. Астрофизический S -фактор для реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$. Результаты прямых измерений: темные треугольники — Griffiths et al. [5]; темные квадраты — Burzyn'ski et al. [6]; светлые квадраты — Schroder et al. [7]; темные кружки — Brune et al. [4]. Результаты непрямых измерений: светлые кружки — Н. Utsunomiya et al. [8]; светлые треугольники — Y. Tokimoto et al. [9]

расчет [29] дает $S_{\alpha t}(E = 0) = 0,098$ кэВ · б, расчет [30] — $S_{\alpha t}(E = 0) = 0,1$ кэВ · б, расчет [31] — $S_{\alpha t}(E = 0) = 0,1$ кэВ · б, расчет [32] — $S_{\alpha t}(E = 0) = 0,0974$ кэВ · б, что прекрасно согласуется с экспериментальными результатами [4] и с нашим результатом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые выполнен эксперимент, целью которого являлось измерение $S_{\alpha t}$ -фактора реакции $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ при энергии, минимальной для $^3\text{H}-^4\text{He}$ -системы. Полученное нами значение астрофизического $S_{\alpha t}$ -фактора при энергии $E_{\text{cm}} = E_{\text{col}} = 15,7$ кэВ $S_{\alpha t}(E_{\text{cm}} = 15,7 \text{ кэВ}) = 0,091 \pm 0,032$ позволяет сделать выбор в пользу экспериментальных данных, полученных в [4] с $S_{\alpha t}(E = 0) = (0,1067 \pm 0,0064)$ кэВ · б.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fields D. B.* The Primordial Lithium Problem // *Rev. Nucl. Part. Sci.* 2011. V. 61. P. 47.
2. *Cybert R. H. et al.* Big Bang Nucleosynthesis: Present Status // *Rev. Mod. Phys.* 2016. V. 88. P. 015004.
3. *Xu Y. et al.* NACRE II: An Update of the NACRE Compilation of Charged-Particle-Induced Thermonuclear Reaction Rates for Nuclei with Mass Number $A < 16$ // *Nucl. Phys. A.* 2013. V. 918. P. 61.
4. *Brune C. R., Kavanagh R. W., Rolfs C.* $^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$ Reaction at Low Energies // *Phys. Rev. C.* 1994. V. 50. P. 2205.
5. *Griffiths G. M. et al.* The $T(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$ Reaction // *Can. J. Phys.* 1961. V. 39. P. 1397.
6. *Burzyn'ski S. et al.* The $^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$ Reaction in the Energy Range From 0.7 to 2.0 MeV // *Nucl. Phys. A.* 1987. V. 473. P. 179.
7. *Schroder U. et al.* Astrophysical S Factor of $^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$ // *Phys. Lett. B.* 1987. V. 192. P. 55.
8. *Utsunomiya H. et al.* // *Phys. Lett. B.* 1988. V. 211. P. 24; *Nucl. Phys. A.* 1990. V. 511. P. 379; *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 65. P. 847; 1992. V. 69. P. 863(E).
9. *Tokimoto Y. et al.* Coulomb Breakup of ^7Li for Nuclear Astrophysics // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63. P. 035801.
10. *Solovyev A. S., Igashov S. Yu., Tchuvil'sky Y. M.* Microscopic Calculation of Astrophysical S -factor and Branching Ratio for the $^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$ Reaction // *EPJ Web Conf.* 2015. V. 86. P. 00054.
11. *Bystritsky V. M. et al.* First Experimental Evidence of $D(p, \gamma)^3\text{He}$ Reaction in Deuteride Titanium in Ultralow Collision Energy Region // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2014. V. 753. P. 91.
12. *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.
13. *Bystritsky V. M. et al.* A Method for Investigation of the $D(^4\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ Reaction in the Ultralow Energy Region under a High Background // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2016. V. 825. P. 24.
14. *Bystritsky V. M. et al.* Study of the $d(d, n)^3\text{He}$ Reaction in the Astrophysical Energy Region with the Use of the Hall Accelerator // *Eur. Phys. J. A.* 2008. V. 36. P. 151.
15. *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.

16. Kobzev A. P. *et al.* Investigation of Light Element Contents in Subsurface Layers of Silicon // Vacuum. 2009. V. 83. P. 124.
17. Firestone R. B., Shirley V. S. Table of Isotopes. 8th ed. New York: Wiley, 1998.
18. Sayre D. B. *et al.* Measurement of the $T+T$ Neutron Spectrum Using the National Ignition Facility // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 052501.
19. Casey D. T. *et al.* Measurements of the $T(t, 2n)^4\text{He}$ Neutron Spectrum at Low Reactant Energies from Inertial Confinement Implosions // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 025003.
20. Anders M. *et al.* 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.
21. Negret A. *et al.* Cross Section Measurements for the $^{56}\text{Fe}(n, xn\gamma)$ Reactions // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. P. 034602.
22. Trykov E. L., Svinin I. R. Analysis and Reevaluation of the Neutron Cross Sections for ^{23}Na // IAEA. INDC(CCP). 2000. V. 425.
23. Makii H. *et al.* Neutron-Induced Reactions Using a γ -Ray Detector in a $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ Reaction Study // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 022801(R).
24. Mihailescu L. C. *et al.* A Measurement of $(n, xn\gamma)$ Cross Sections for ^{208}Pb from Threshold up to 20 MeV // Nucl. Phys. A. 2008. V. 811. P. 1.
25. Mihailescu L. C. *et al.* High Resolution Measurement of Neutron Inelastic Scattering and $(n, 2n)$ Cross Sections for ^{52}Cr // Nucl. Phys. A. 2007. V. 786. P. 1.
26. Libraries ENDF/B-VII.1. IAEA Nuclear Data Services. www-nds.iaea.org/endl.
27. Bystritsky V. M., Pen'kov F. M. Аналитические оценки выхода продуктов ядерных реакций в области ультранизких энергий // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 76.
28. Filipowicz M. *et al.* Monte Carlo Simulations of dd Reaction Parameters Study at Ultra-Low Energy Range Using Plasma Hall Accelerator and Deuterized Targets // Intern. J. Mod. Phys. E. 2012. V. 21, No. 11. P. 1250089.
29. Kajino T. The $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ and $^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$ Reactions at Astrophysical Energies // Nucl. Phys. A. 1986. V. 460. P. 559.
30. Langanke K. Microscopic Potential Model Studies of Light Nuclear Capture Reactions // Ibid. V. 457. P. 351.
31. Angulo C. *et al.* A Compilation of Charged-Particle-Induced Thermonuclear Reaction Rates // Nucl. Phys. A. 1999. V. 656. P. 3.
32. Igamov S. B., Yarmukhamedov R. Modified Two-Body Potential Approach to the Peripheral Direct Capture Astrophysical $a + A \rightarrow B + \gamma$ Reaction and Asymptotic Normalization Coefficients // Nucl. Phys. A. 2007. V. 781. P. 247.