

УДК 539.171.13

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d, xt)$ МЕТОДАМИ ВТОРИЧНОЙ АКТИВАЦИИ И СПЕКТРОМЕТРИИ

© 2024 г. Л. Н. Генералов^{1,*}, И. А. Карпов¹

¹Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр –
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

* e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

В интервале энергии дейтрона $E_d = 1.5–12$ МэВ с погрешностью 8.3% на электростатическом тандемном ускорителе ЭГП-10 (РФЯЦ-ВНИИЭФ) с использованием активационной реакции ${}^9\text{Be} + t \rightarrow \alpha + {}^8\text{Li}$ ($T_{1/2} = 0.84$ с, $E_{\beta\text{max}} = 13$ МэВ) методом, предложенным Б. Я. Гужовским, измерены полные сечения реакции ${}^9\text{Be}(d, xt)$. В слое бериллия толщиной 1 мм совмещены функции первичной мишени и конвертора, что возможно при условии, если толщина этого слоя больше суммы пробегов первичных дейтронов и вторичных тритонов. Приводится обоснование метода. Основным препятствием в получении активационных сечений было отсутствие достоверных данных по средней энергии тритонов, образующихся в исследуемой реакции. Показано получение этой величины по измеренным энергетическим спектрам тритона. Здесь же были получены впервые спектрометрические дифференциальные сечения, а по ним и полные сечения реакции. Имеется хорошее согласие активационных и спектрометрических полных сечений.

DOI: 10.31857/S0367676524080255, EDN: OQWXH

ВВЕДЕНИЕ

В 80–90-е гг. прошлого века во ВНИИЭФ проводили измерения [1] полных сечений образования трития в реакциях ${}^7\text{Li} + p$, ${}^6\text{Li} + d$, ${}^7\text{Li} + d$, ${}^9\text{Be} + d$. В одном случае (С. Н. Абрамович, Л. Н. Генералов) использовали известный метод накопления образующегося трития [2–7] в медных, алюминиевых сборниках с последующим измерением его содержания радиохимическими способами. Процедура измерений и полученные результаты приведены в наших публикациях [8, 9]. В другом подходе, предложенном Б. Я. Гужовским, сечения определяются по измеренному выходу радиоактивных ядер, которые образуются при торможении тритонов исследуемой реакции в специально подобранном материале-конверторе. Метод вторичной активации был реализован в наших измерениях сечений реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$ [10].

Впервые сечения реакции ${}^9\text{Be}(d, xt)$ были измерены в 1952 г. в работе [2] при энергии дейтрона $E_d = 0.35–7.68$ МэВ, использовался метод накопления трития в алюминиевых сборниках, с последующей регистрацией распада этого трития. Затем в 1955 г. в [4] этим же методом провели измерение в области $E_d = 2.7–18.9$ МэВ. По сути, этим же методом — по накоплению трития в медных сборниках [9] мы в 1992 г. получили данные в интервале $E_d = 0.9–11.2$ МэВ.

В настоящей работе представлены измерения сечений реакции ${}^9\text{Be}(d, xt)$ методом вторичной активации, когда быстрые тритоны, образующиеся в этой реакции, взаимодействуют с ядрами бериллия в том же самом слое, где они сами родились. Совмещение функций первичной мишени и конвертора в одном и том же слое бериллия возможно при условии, если его толщина больше суммы пробегов первичных дейтронов и вторичных тритонов. Реализация метода возможна на основе двух реакций, приводящих к короткоживущим ядрам — ${}^8\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Be}$, которые испытывают β -распад: ${}^9\text{Be} + t \rightarrow \alpha + {}^8\text{Li}$ ($T_{1/2} = 0.84$ с, $E_{\beta\text{max}} = 13$ МэВ) с энергосвободой $Q = 2.927$ МэВ и ${}^9\text{Be} + t \rightarrow p + {}^{11}\text{Be}$ ($T_{1/2} = 13.8$ с, $E_{\beta\text{max}} = 11.5$ МэВ) и $Q = -1.165$ МэВ.

Из двух возможных реакций была выбрана первая, так как она экзотермичная и имеет большое сечение. Кроме того, из-за периода полураспада ${}^8\text{Li}$, меньшего чем у ${}^{11}\text{Be}$, можно достичь большего соотношения эффекта и фона. При выборе регистрации β -частиц из распада ${}^8\text{Li}$ в течение 5–6 с вклад β -частиц из распада ${}^{11}\text{Be}$ мал и учитывался как постоянный во времени фон. Другим источником фона может быть реакция ${}^9\text{Be}(d, \alpha p){}^6\text{He}$ ($T_{1/2} = 0.808$ с, $E_{\beta\text{max}} = 3.51$ МэВ), которая открывается при $E_d > 3.45$ МэВ. Дискриминация β -частиц из распада ${}^6\text{He}$ осуществлялась введением алюминиевого фильтра толщиной 6 мм между мишенью и детектором β -частиц. Однако β -частицы

генерируют тормозное излучение в стенках фильтра и мишенной камеры. Этот процесс имеет малую вероятность, но и ядра ${}^6\text{He}$ для этого процесса рождаются в первичной реакции по сравнению с ядрами ${}^8\text{Li}$. Кроме того, тормозные γ -кванты могут легко проникать через фильтр и регистрироваться детектором. Спектр тормозного излучения мягче, чем исходный спектр β -частиц, поэтому введением соответствующего амплитудного порога была осуществлена и дискриминация тормозного излучения. Следует отметить, что ядра ${}^6\text{He}$ образуются и во вторичной реакции ${}^9\text{Be}(n, \alpha){}^6\text{He}$, вызванной быстрыми нейтронами при $E_n > 0.66$ МэВ. Другие быстрые частицы, образующиеся при взаимодействии дейтронов с ${}^9\text{Be}$, не приводят к генерации короткоживущих ядер.

Как показано далее, в реализации метода необходимы только относительные измерения (в одинаковых единицах) выходов ядер ${}^8\text{Li}$ из толстой мишени, облученной дейтронами и тритонами, и знание средней энергии тритонов, образующихся в исследуемой реакции в зависимости от E_d . Отсутствие достоверной информации по средней энергии тритонов длительное время было препятствием для получения окончательных активационных сечений, пока мы не измерили энергетические спектры тритонов, вылетающих под разными углами. Получены спектрометрические дифференциальные сечения, а по ним и полные сечения реакции.

РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d, xt)$ И ${}^9\text{Be}(t, \alpha){}^8\text{Li}$

Характеристики этих реакций приведены в табл. 1 и 2. Уровни ${}^8\text{Li}$ с энергией выше первого ядерно-нестабильны, поэтому не вносят существенного вклада в накопление этих ядер.

Таблица 1. Выходные каналы образования трития в реакции ${}^9\text{Be}+d$ [11]

Выходной канал реакции ${}^9\text{Be}+d$	Энерговыведение канала Q , МэВ	Порог канала E_{th} , МэВ	
$\rightarrow t_0+{}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha+t$	4.59	—	
$\rightarrow t_1+{}^8\text{Be}^*(3.04 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	1.55		
$\rightarrow t+2\alpha$	4.68		
$\rightarrow \alpha_2+{}^7\text{Li}^*(4.63 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	2.51		
$\rightarrow \alpha_3+{}^7\text{Li}^*(6.68 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	0.47		
$\rightarrow \alpha_4+{}^7\text{Li}^*(7.46 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	-0.308		0.376
$\rightarrow \alpha_5+{}^7\text{Li}^*(9.67 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	-2.52		3.08
$\rightarrow \alpha_6+{}^7\text{Li}^*(9.85 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	-2.70	3.30	
$\rightarrow \alpha_7+{}^7\text{Li}^*(11.24 \text{ МэВ}) \rightarrow 2\alpha+t$	-4.09	5.00	

Таблица 2. Каналы реакции ${}^9\text{Be}(t, \alpha){}^8\text{Li}$ [11]

Номер канала реакции	Энергия уровня ${}^8\text{Li}$, МэВ	J^π, T	τ или Γ (кэВ)	Тип распада	Q , МэВ	E_{th} , МэВ
0	g.s.	$2^+, 1$	0.842 с	β^+	2.926	—
1	0.981	$1^+, 1$	12 фс	γ	1.945	—
2	2.255	$3^+, 1$	33 кэВ	γ, n	0.691	—
3	3.21	$1^+, 1$	1000	n	-0.28	0.37

ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА

В слое бериллия dZ (рис. 1), облученном потоком дейтронов N_d , образуется следующее количество тритонов

$$dN_{dt}(dz, E_d, E_t, \theta, \varphi) = -\frac{N_d N_A \rho dz}{A_{Be}} \frac{d\sigma_{dt}}{dE_t d\Omega}(E_t, \theta, \varphi) dE_t d\varphi d\cos\theta, \quad (1)$$

имеющих энергию в интервале $\left(E_t - \frac{dE_t}{2}, E_t + \frac{dE_t}{2}\right)$ и вылетающих в направлении, определяемом

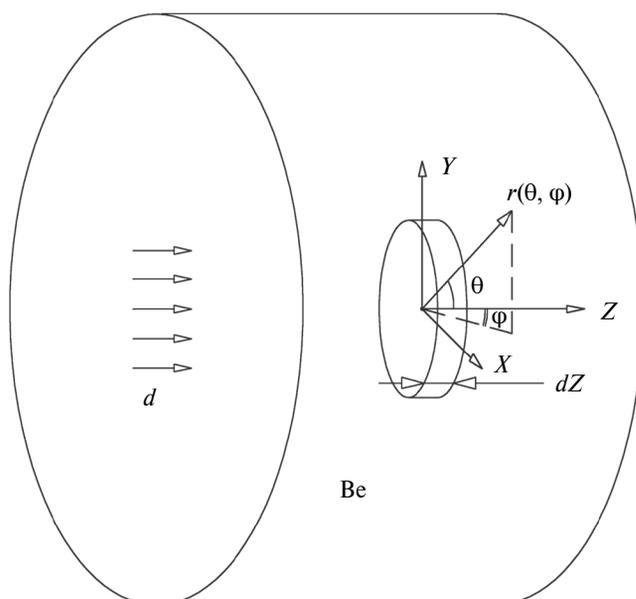


Рис. 1. Геометрия дейтронного облучения толстого бериллиевого слоя.

полярным и азимутальным (θ , φ) углами, где $\frac{d\sigma_{dt}}{dE_t d\Omega}(E_t, \theta, \varphi)$ — в лабораторной системе координат дифференциальное сечение изучаемой реакции ${}^9\text{Be}(d, xt)$, $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$ — число Авогадро, $\rho = 1.85$ г·см $^{-3}$ и $A_{\text{Be}} = 9.012$ — соответственно плотность и атомный номер бериллия. Умножив выражение (1) на $\frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}}$ и сечение $\sigma_{8\text{Li}}(E_t)$ реакции ${}^9\text{Be}(t, x^8\text{Li})$, получим количество ядер ${}^8\text{Li}$, образующихся в слое толщиной dr :

$$\begin{aligned} dN_{8\text{Li}d}(dzdr, E_d, E_t, \theta, \varphi) = \\ = - \left(\frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}} \right) N_d \frac{d\sigma_{dt}}{dE_t d\Omega_t}(E_t, \theta, \varphi) \times \\ \times dE_t d\varphi d \cos \theta dz \frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}} \sigma_{8\text{Li}}(E_t) dr(\theta, \varphi), \quad (2) \end{aligned}$$

r изменяется от нуля до пробега тритонов с энергией E_t . Интегрирование по r дает выход ядер ${}^8\text{Li}$ в направлении \vec{r}

$$\begin{aligned} dN_{8\text{Li}d}(dz, E_d, E_t, \theta, \varphi) = \\ = - \left(\frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}} \right) N_d \frac{d\sigma_{dt}}{dE_t d\Omega_t}(E_t, \theta, \varphi) dE_t d\varphi d \cos \theta dz Y_{\text{tx}8\text{Li}}(E_t), \quad (3) \end{aligned}$$

обусловленный образованием тритонов в слое dZ . В предположении линейной зависимости измеряемого выхода ядер ${}^8\text{Li}$

$$Y_{\text{tx}8\text{Li}} = A + KE_t \quad (4)$$

где A и K — постоянные коэффициенты, определяемые из описания экспериментальных данных, а также учитывая, что дифференциальное сечение в (3) не зависит от угла φ и $E_t(\theta)$, проинтегрируем (3) по углам θ , φ . Получим выражение для выхода ядер ${}^8\text{Li}$ по всем направлениям

$$dN_{8\text{Li}d}(dz, E_d) dz = \left(\frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}} \right) N_d \sigma_{dt}(A + K\bar{E}_t) dz, \quad (5)$$

в котором

$$\bar{E}_t = - \frac{1}{\sigma_{dt}} \int_{E_t, \varphi, \theta} E_t \frac{d\sigma_{dt}}{dE_t d\Omega_t}(E_t, \theta, \varphi) dE_t d\varphi d \cos \theta \quad (6)$$

средняя энергия тритонов, образующихся в реакции ${}^9\text{Be}(d, xt)$ для энергии E_d ,

$$\sigma_{dt} = - \int_{E_t, \varphi, \theta} \frac{d\sigma_{dt}}{dE_t d\Omega_t}(E_t, \theta, \varphi) dE_t d\varphi d \cos \theta \quad (7) \text{ — измеряемое сечение.}$$

Интеграл (5) по dZ дает измеряемый выход ядер ${}^8\text{Li}$ из толстой бериллиевой мишени

$$\begin{aligned} Y_{\text{dx}8\text{Li}} &\equiv \frac{N_{\text{d}8\text{Li}}}{N_d} = \\ &= \frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}} \int_0^{E_d} \sigma_{dt}(A + K\bar{E}_t) dE_d / (-dE_d / dx), \quad (8) \end{aligned}$$

Рассмотрим разность выходов (8) для таких двух близких энергий E_d и $E_d + \Delta E_d$, что $\sigma_{dt}(E_d) \equiv \sigma_{dt}(E_d + \Delta E_d)$, $\bar{E}_t(E_d) \equiv \bar{E}_t(E_d + \Delta E_d)$. Тогда найдем выражение для сечения реакции ${}^9\text{Be}(d, xt)$:

$$\begin{aligned} \sigma_{dt}(\bar{E}_d = E_d + \Delta E_d / 2) = \\ = \frac{1}{\left(\frac{N_{AP}}{A_{\text{Be}}} \right)} \frac{\Delta Y_{8\text{Li}d}}{\Delta X_d} / (A + K\bar{E}_t), \quad (9) \end{aligned}$$

где $\Delta X_d = R(E_d + \Delta E_d) - R(E_d)$ — разность пробегов дейтронов с указанными энергиями. Из выражения (5) видно, что σ_{dt} определяется отношением измеряемых выходов ядер ${}^8\text{Li}$ из толстой бериллиевой мишени при облучении дейтронов и тритонов. Поэтому для измерения σ_{dt} не требуются абсолютные измерения этих выходов (с учетом абсолютной эффективности регистрации ядер ${}^8\text{Li}$, см. далее), а возможно использовать измерения выходов в относительных единицах в одинаковых экспериментальных условиях или в различных с поправкой на это различие. Пробеги дейтронов в бериллии хорошо определяются расчетным путем [12], поэтому основной проблемой в предложенном методе измерений σ_{dt} является знание зависимости средней энергии тритонов \bar{E}_t от E_d .

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДОВ ЯДЕР ${}^8\text{Li}$ ИЗ ТОЛСТОЙ БЕРИЛЛИЕВОЙ МИШЕНИ, ОБЛУЧЕННОЙ ДЕЙТРОНАМИ И ТРИТОНАМИ

Для реализации метода вторичной активации на ЭГП-10 создан импульсный режим облучения с повторением импульсов через 7.7 с. Режим обеспечивался электростатическим отклонением пучка ионов на стоппер, расположенный перед поворотным магнитом ускорителя. Аналогичная методика описана в наших публикациях по исследованию сечений реакций ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ [13] и ${}^{11}\text{B}(t, p){}^{13}\text{B}$ [14]. Измерения состояли из циклов “облучение—регистрация”, каждый из которых был разбит на следующие временные интервалы: облучение длительностью 1 с, регистрация продуктов распада после облучения в следующие 6 с, режим отстойки в течение 0.5 с и интервал, равный 0.2 с. В интервале облучения проводится запись скорости счета интегратора тока пучка на мишень, в интервале регистрации кривой распада записывается скорость счета β -детектора при трех разных значениях амплитудного порога.

В качестве мишени использовался толстый слой бериллия (1 мм) высокой чистоты, который не простреливался пучком дейтронов и быстрыми тритонами, образующимися в реакции ${}^9\text{Be}(d, xt)$. Мишень помещалась в вакуумной цилиндрической камере рассеяния (диаметром 100 мм и толщиной стальной стенки 1 мм), которая выполняла функцию цилиндра Фарадея. Измерение тока пучка проводилось с помощью интегратора тока с погрешностью 2%.

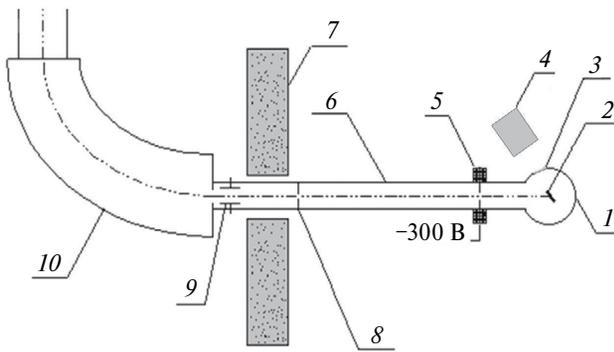


Рис. 2. Геометрия активационных измерений: 1 — камера рассеяния, 2 — мишень, 3 — лавсановое окно, 4 — пластмассовый сцинтиллятор, 5 — диэлектрический изолятор, 6 — ионопровод, 7 — бетонная защита, 8 — формирующие диафрагмы, 9 — пластины стабилизации положения пучка, 10 — поворотный магнит.

В качестве детектора β -частиц использовался пластмассовый сцинтиллятор (диаметр 40 мм, $h = 50$ мм) + ФЭУ-93, помещенный в защитный свинцовый цилиндрический блок (внешний диаметр 100 мм, внутренний диаметр 55 мм и высотой 79 мм). Торец корпуса детектора закрыт фольгой из алюминия (0.1 мм). Детектор устанавливался под углом 120° к направлению пучка ускоренных d или t и на различных расстояниях R от мишени. В этом направлении в стенке камеры имеется окно из лавсановой пленки толщиной 0.1 мм. Расстояние от мишени до торца детектора выбиралось исходя из условий полезной загрузки в интервале регистрации кривой распада.

Измерения Y_{dx8Li} и Y_{tx8Li} выполнялись соответственно на $R = 100$ и 280 мм. Эффективности регистрации частиц в указанных геометриях были сшиты путем парных измерений при одной и той же энергии частиц в разных геометриях.

Амплитудные спектры β -частиц и фоновых излучений измерялись на многоканальном анализаторе Canberra-85 с управлением по времени, т. е. одновременно с измерением кривой распада. В мягкой части спектра присутствует заметный вклад фоновых излучений, которые связаны с наведенной активностью в камере, подложке и детекторе. Пороги регистрации выбирались таким образом, чтобы дискриминировать основную часть фона.

Для дискриминации вклада β -частиц из распада ${}^6\text{He}$ на торце детектора устанавливался фильтр из алюминия толщиной 6.5 мм, при простреле которого β -частицы из ${}^8\text{Li}$ теряли энергию 3.5 МэВ, равную максимальной энергии β -частиц из ${}^6\text{He}$. В этих условиях в фоновых экспериментах, проводимых с дополнительным титановым фильтром (10 мм), в мягкой части смещенного спектра наблюдался вклад тормозного излучения от β -частиц ${}^6\text{He}$, который отсекался подбором уровня амплитудной дискриминации.

Абсолютные выходы Y_{dx8Li} и Y_{tx8Li} определяются из описания кривых β -распада этих ядер и использования соотношения

$$Y_{d(t)x8Li} = \left(\frac{n_{d(t)}}{N_{d(t)} \epsilon_{d(t)}^\beta} \right) \frac{T_{8Li}}{K_{d(t)}^{(1)} K_{d(t)}^{(2)} (\ln 2)}, \quad (10)$$

где в этих величинах значки $d(t)$ указывают на облучение толстой бериллиевой мишени дейтронами или тритонами соответственно потоками $N_{d(t)}$, n — счетность детектора (имп·с $^{-1}$) после времени, отсчитанного от конца облучения, $K_{d(t)}^{(1)}$ — учитывает распад ядер во время облучения, а $K_{d(t)}^{(2)}$ — их распад до момента времени измерения счетности, $\epsilon_{d(t)}^\beta$ — эффективности регистрации β -частиц из распада ${}^8\text{Li}$. Во втором множителе (10) все величины для экспериментов с облучениями дейтронами и тритонами одинаковые. Тогда для $\epsilon_d^\beta = \epsilon_t^\beta$ (без знания их абсолютных значений) для получения σ_{dt} можно использовать относительные выходы n_d / N_d и n_t / N_t , умноженные для удобства на произвольные одинаковые коэффициенты. Калибровочные и основные измерения проводились в различных условиях. Поэтому относительные выходы были представлены в относительных единицах с учетом измеренного отношения $\epsilon_d^\beta / \epsilon_t^\beta$ с погрешностью 6%. На рис. 3а и 3б соответственно показаны выходы Y_{tx8Li} (относительная погрешность 4%) и Y_{dx8Li} (относительная погрешность 7%), выраженные в одинаковых относительных единицах. В Y_{dx8Li} в качестве аргумента взята средняя энергия $(E_d + \Delta E_d / 2)$ из интервала $(E_d, E_d + \Delta E_d)$.

Выход Y_{tx8Li} в области $E_t = 3.5\text{--}11$ МэВ хорошо описывается линейной зависимостью (4) с $A = -0.766(0.016)$ и $K = 0.524(0.003)$ МэВ $^{-1}$

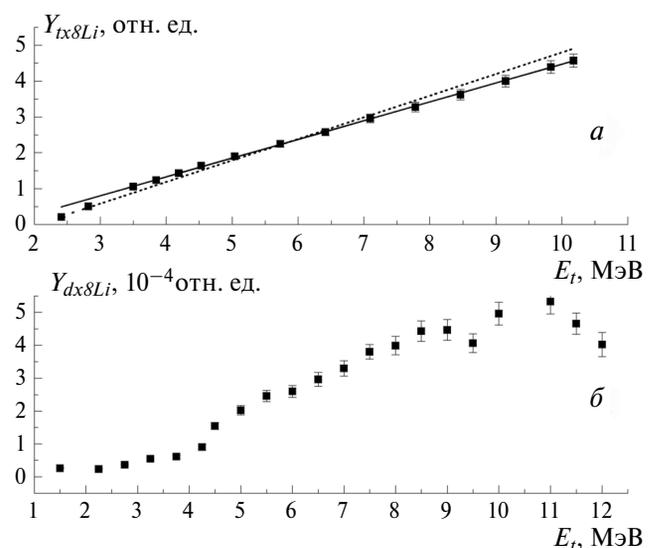


Рис. 3. Выходы Y_{tx8Li} (а, ■ — эксперимент, пунктирная и сплошная линии — описание) и Y_{dx8Li} (б, ■ — эксперимент).

(сплошная линия на рис. 3а), а в интервале 2—11 МэВ описание хуже, с коэффициентами $A = -1.22(0.04)$ и $K = 0.602(0.016)$ МэВ⁻¹ (пунктир на рис. 3а).

СРЕДНЯЯ ЭНЕРГИЯ ТРИТОНОВ В РЕАКЦИИ ⁹Be(d, xt)

Средние энергии тритонов исследуемой реакции получены для интервала $E_d = 2—10$ МэВ по энергетическим спектрам тритонов, измеренным для углов $\theta = 10—170^\circ$. Использовалась бериллиевая мишень толщиной 658(33) мкг·см⁻² на достаточно тонкой подложке из SiO, что позволяет рассматривать мишень как самоподдерживающуюся.

Измерения спектров выполнены на ускорителе ЭГП-10 (РФЯЦ-ВНИИЭФ) с применением спектрометра заряженных частиц с шестью телескопами ΔE - E кремниевых детекторов (рис. 4). Толщина ΔE -детекторов составляла 12—14 мкм, а E -детекторов — 1.2 мм. Основные методические положения измерений опубликованы в [15, 16].

На рис. 5 в качестве примера показан такой спектр с абсолютными значениями энергии тритонов для $E_d = 5.5$ МэВ и $\theta = 85^\circ$. Энергетическая калибровка этого и других спектров выполнялась по пикам реакции ⁹Be(d, t₀), зарегистрированным при различных E_d в ΔE и E -детекторах телескопов. Учитывались энергетические потери дейтронов и тритонов в мишени. На рис. 5 порог регистрации 1230 кэВ соответствует потерям энергии тритонов в ΔE -детекторе толщиной 13.7 мкм. Экстраполяция спектров к нулевой энергии тритонов выполнялась в основном по линейной зависимости.

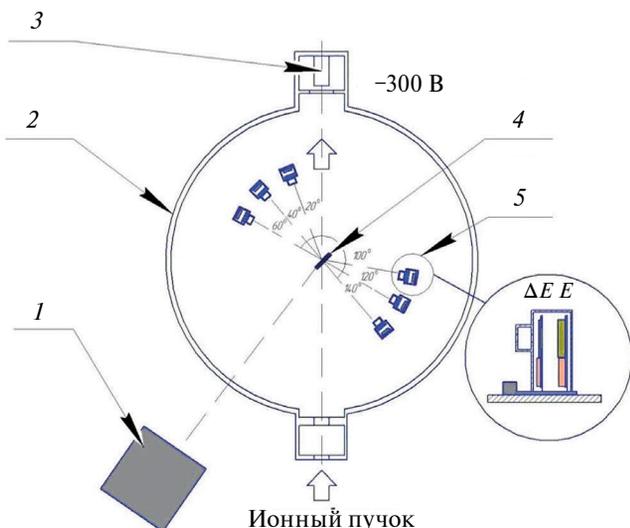


Рис. 4. Схематическое представление измерений сечений на основе шести телескопов ΔE - E : 1 — детектор нейтронов, 2 — корпус камеры рассеяния, 3 — цилиндр Фарадея, 4 — мишень, 5 — телескопы ΔE и E детекторов заряженных частиц.

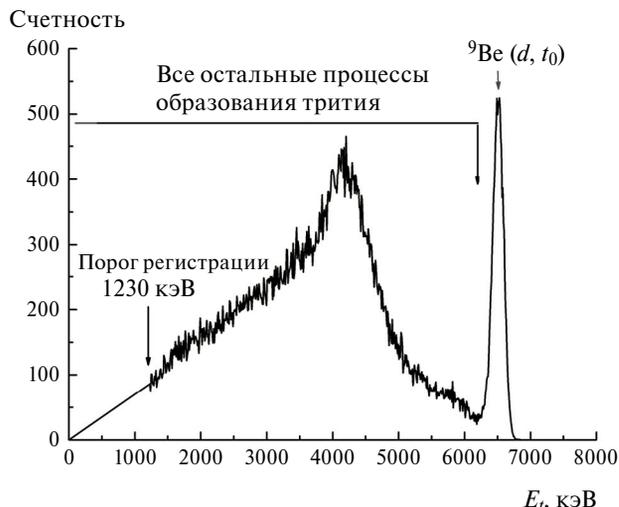


Рис. 5. Спектр тритонов из реакции ⁹Be(d, xt), измеренный при $E_d = 5.5$ МэВ и угле регистрации $\theta = 85^\circ$.

Получение средней энергии тритонов для каждой энергии налетающих дейтронов было следующим. Для каждого θ по зарегистрированному энергетическому спектру тритонов определялись полное число образующихся тритонов $S_t(\theta)$, средняя энергия тритонов $E_t(\theta)$ и дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma_{dt}}{d\Omega}(\theta) = \frac{S_t(\theta)}{N_d C_{яд} \Delta\Omega(\theta)}, \quad (11)$$

где $C_{яд}$ [ядер·см⁻²] — поверхностная плотность ядер ⁹Be в мишени, N_d — количество дейтронов, упавших на мишень; $\Delta\Omega(\theta)$ — телесный угол регистрации частиц. Измерение величин подробно изложено в [17]. Из этих величин находим

$$\bar{E}_t = \int_0^\pi E_t(\theta) \frac{d\sigma_{dt}}{d\Omega}(\theta) d\Omega / \int_0^\pi \frac{d\sigma_{dt}}{d\Omega}(\theta) d\Omega, \quad (12)$$

используя для определения значений интегралов описание подынтегральных выражений рядом из полиномов Лежандра. Из соотношения (12) видно, \bar{E}_t не зависит от абсолютного значения нормировочного коэффициента в (11), используемого для получения абсолютных значений дифференциальных сечений.

Дифференциальные сечения $\frac{d\sigma_{dt}}{d\Omega}(\theta)$ и их описание приведены на рис. 6. Систематическая погрешность (5.3%) данных равна погрешности в измерении дейтронного потока (2%) и толщины мишени (5%). Случайные погрешности конечных результатов составили 8%. Они складываются из случайных погрешностей величин, определяющих дифференциальные сечения, погрешности в установке углов, неравномерности по толщине мишени в неясном виде (через процедуру усреднения результатов, полученных в различных сериях измерений). Для удобства наблюдения дифференциальные сечения умножены

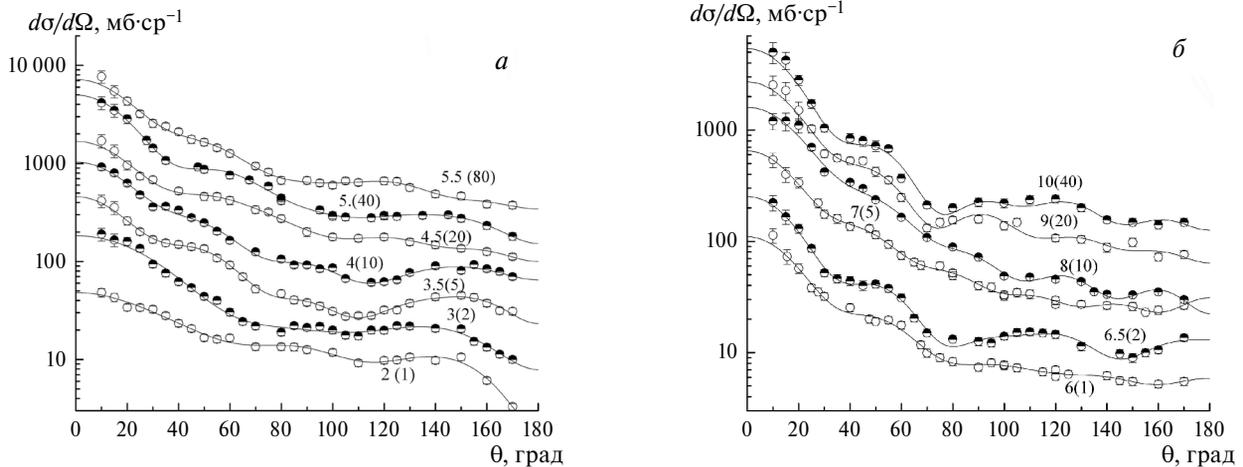


Рис. 6. Дифференциальные сечения реакции ${}^9\text{Be}(d, xt)$ (кружки — экспериментальные данные, линии — описание) при $E_d = 2\text{--}5.5$ МэВ (а) и при $E_d = 6\text{--}10$ МэВ (б).

на числа, которые указаны в круглых скобках рядом со значениями E_d .

Полученные экспериментальные данные \bar{E}_t с погрешностью 50–200 кэВ (рис. 7) хорошо описываются линейной зависимостью $\bar{E}_t = 1.755(0.006) + 0.614(0.007)E_d$.

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ${}^9\text{Be}(d, xt)$

Полные сечения исследуемой реакции показаны на рис. 8 и табл. 3. Для получения этих данных использовалась зависимость $Y_{\text{тх8Li}}$ от \bar{E}_t с $A = -0.766(0.016)$ и $K = 0.524(0.003)$ МэВ $^{-1}$. Погрешность данных оценена в 8.3%. На этом же рисунке показаны сечения (с погрешностью 3%), полученные

по дифференциальным сечениям (рис. 6), и сечения, измеренные методом накопления трития [2, 4, 9]. Автором настоящей работы и [9] (Л. Н. Генераловым) данные [9] были уменьшены на 10% и дополнены новыми и неопубликованными экспериментальными данными в точках энергетического интервала 0.8–1.5 МэВ. В этой связи отметим, что планируется обзорная статья по измерениям сечений методом накопления трития.

Наблюдаем хорошее согласие активационных и спектрометрических данных, которые рассматриваем как дополняющие друг друга. За исключением

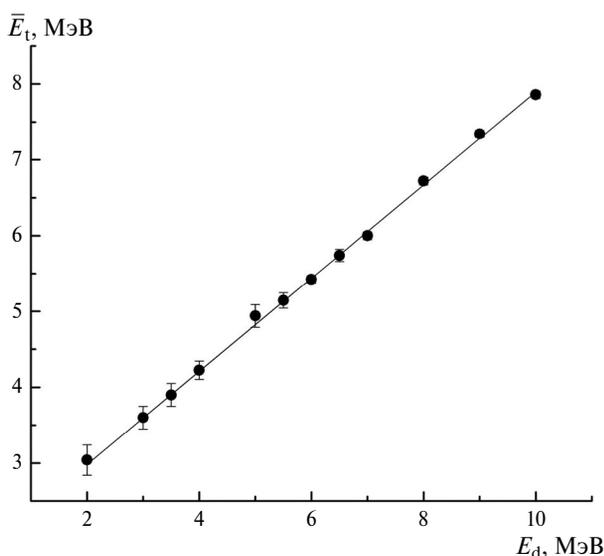


Рис. 7. Зависимость \bar{E}_t от E_d (• — экспериментальные данные, линия — описание).

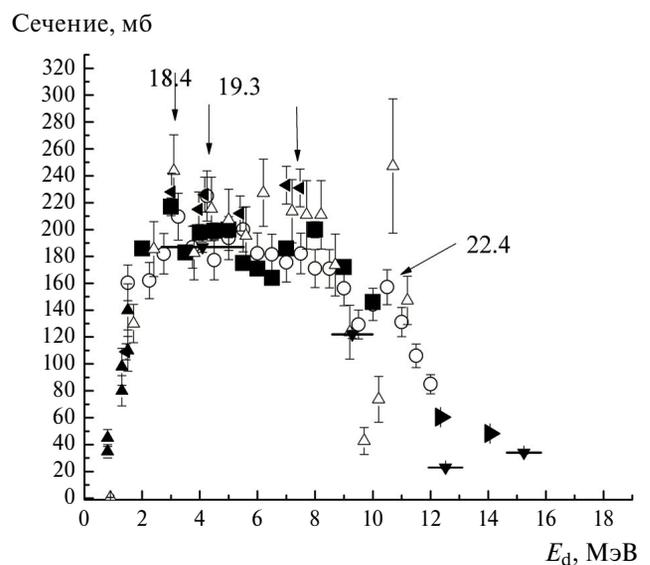


Рис. 8. Полные сечения реакции ${}^9\text{Be}(d, xt)$ (○ — данные настоящих активационных измерений; ■ — данные настоящих спектрометрических измерений; ◄ — [2]; ▼ — [4]; ▲ — [8]; Δ — [9]; ► — сумма сечений [18] каналов 1, 2, 4 реакции (табл. 1); стрелками отмечены возможные резонансы).

Таблица 3. Полные сечения реакции ${}^9\text{Be}(d, \alpha t)$

\bar{E}_d , МэВ	$E_d - (E_d + \Delta E_d)$, МэВ	ΔX_d , мкм	σ_{dt} , мб	$\Delta\sigma_{dt}$, мб
1.5	1–2	20.48	160	13
2.25	2–2.5	13.27	162	13
2.75	2.5–3.0	15.42	182	15
3.25	3.0–3.5	17.43	210	17
3.75	3.5–4.0	19.37	187	15
4.25	4.0–4.5	21.27	225	18
4.5	4–5	44.13	177	15
5	4.5–5.5	48.12	194	16
5.5	5–6	51.76	200	17
6	5.5–6.5	55.35	182	15
6.5	6–7	58.89	182	15
7	6.5–7.5	63.2	176	15
7.5	7–8	65.75	182	15
8	7.5–8.5	69.21	171	14
8.5	8–9	72.57	171	14
9	8.5–9.5	75.86	156	13
9.5	9–10	79.2	129	11
10	9.5–10.5	82.5	144	12
10.5	10–11	86.78	157	13
11	10.5–11.5	89	131	11
11.5	11–12	92.23	106	9
12	11.5–12.5	95.4	85	9

нескольких энергетических точек они также согласуются с сечениями, измеренными методом накопления трития.

На рисунке отмечены возможные уровни составного ядра ${}^{11}\text{B}$, где состояния с энергиями 18.4 и 19.3 МэВ являются известными изобарическими уровнями.

Работа выполнена в связи с новой оценкой сечений этой реакции в нашей электронной библиотеке ядерно-физических констант SaBa (SarovBase) [19].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамович С.Н., Генералов Л.Н., Гужовский Б.Я. и др.* // ВАНТ. Сер. Ядерн. конст. 1992. № 1. С. 10.
2. *Wolfgang R.L., Libby W.F.* // Phys. Rev. 1952. V. 85. P. 437.
3. *Grosse A.V., Johnston W.M., Wolfgang R.L. et al.* // Science. 1951. V. 113. P. 1.
4. *Heft R.E., Libby W.F.* // Phys. Rev. 1955. V. 100. P. 799.
5. *Macklin R.L., Banta H.E.* // Phys. Rev. 1955. V. 97. P. 753.
6. *Кузнецов В.В.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. № 5. С. 1263; *Kuznetsov V.V.* // ЖЭТФ. 1961. V. 13. P. 890.
7. *Власов Н.А., Оглоблин А.А.* Ядерные реакции при низких и средних энергиях. М.: Изд. АН СССР, 1958. С. 24.
8. *Abramovich S.N., Generalov L.N., Zvenigorodski A.G.* // Proc. Conf. Nucl. Data Sci. Tech. (Trieste, 1997). P. 632.
9. *Абрамович С.Н., Генералов Л.Н., Гужовский Б.Я. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 58. С. 87.
10. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 737; *Generalov L.N., Abramovich S.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 574.
11. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1978. V. 300. P. 1.
12. www.srim.org
13. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Виноградов Ю.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 2. С. 167; *Generalov L.N., Abramovich S.N., Vinogradov Yu.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. No. 2. P. 156.
14. *Generalov L.N., Zvenigorodskij A.G., Abramovich S.N.* // J. Nucl. Sci. Technol. 2002. V. 39 Sup. 2. P. 339.
15. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Звенигородский А.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 2. С. 191; *Generalov L.N., Abramovich S.N., Zvenigorodskiy A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2006. V. 70. No. 2. P. 217.
16. *Вихлянцев О.П., Генералов Л.Н., Курякин А.В. и др.* // Ядерн. физ. и инж. 2016. Т. 7. № 4. С. 326; *Vikhlyantsev O.P., Generalov L.N., Kuryakin A.V. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. No. 9. P. 1500.
17. *Генералов Л.Н., Вихлянцев О.П., Карпов И.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 12. С. 1774;

- Generalov L.N., Vikhlyantsev O.P., Karpov I.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 12. P. 1511.
18. *Tanaka S.* // Jurnal Pendidikan Jasmani. 1978. V. 44. P. 1406.
19. *Zvenigorodskij A.G., Zherebtsov V.A., Lazarev L.M. et al.* The library of evaluated and experimental data on charged particles for fusion application. IAEA-NDS-191. 1999.

Measurement of ${}^9\text{Be}(d, xt)$ reaction total cross sections by secondary activation and spectroscopy methods

L. N. Generalov^{1,*}, I. A. Karpov

¹ Russian Federal Nuclear Center — All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, 607188, Russia
*e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Total cross sections $\sigma_{d, xt}$ of reaction ${}^9\text{Be}(d, xt)$ were measured in the range of deuteron energies 1.5–12 MeV with error 8.3% using activation reaction ${}^9\text{Be} + t \rightarrow \alpha + {}^8\text{Li} + 2.927 \text{ MeV}$ ($T_{1/2} = 0.84 \text{ s}$, $E_{\beta\text{max}} = 13 \text{ MeV}$) by B. Ya. Guzhovskii's method on electrostatic tandem accelerator EGP-10 (RFNC—VNIIEF). In 1 mm thick beryllium layer primary target and convertor functions were combined which was possible provided that the layer thickness was more than a sum of primary deuterons and secondary tritons paths. Justification of the method is presented. The absence of reliable data of mean energy of tritons produced in the reaction under investigation was the main problem in the activation cross sections acquisition. Obtaining of this value by measured tritons energy spectra was demonstrated. Spectrometric differential cross sections were obtained at the first time as well as total reaction cross sections. There is a good agreement between activation and spectrometric total cross sections.