

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ ${}^6\text{Li}(d, xt)$

© 2021 г. Л. Н. Генералов¹, *, С. Н. Абрамович¹

¹Федеральное государственное унитарное предприятие
Российский федеральный ядерный центр

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

*E-mail: generalov@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 20.11.2020 г.

После доработки 28.12.2020 г.

Принята к публикации 27.01.2021 г.

При энергиях дейтронов 2.5–12 МэВ на основе активационной реакции ${}^{16}\text{O}(t, n){}^{18}\text{F}$ (β^+ , $T_{1/2} = 109$ мин) измерены полные сечения реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$. Измерения выполнены на электростатическом тандемном ускорителе ЭПП-10 (РФЯЦ–ВНИИЭФ). Погрешность полученных данных составляет 12%. Сечения определены по измеренному (в геометрии близкой к 4π) выходу ядер ${}^{18}\text{F}$, образованных тритонами исследуемой реакции в трех кварцевых трубочках (SiO_2), расположенных вдоль направления движения дейтронного пучка. Приводится обоснование метода, предложенного Б.Я. Гужовским.

DOI: 10.31857/S0367676521050070

ВВЕДЕНИЕ

Реакции на литии представляют собой [1–3] значительный научный и практический интерес и в ядерных технологиях, и в исследованиях в области ядерной астрофизики. В этой связи и в продолжение публикации [4] по спектральным исследованиям каналов реакций ${}^6, {}^7\text{Li} + d$, выполненным при энергиях дейтронов 3–10 МэВ, здесь приводим другой тип исследований – активационные измерения сечений ${}^6\text{Li}(d, xt)$ на основании реакции ${}^{16}\text{O}(t, n){}^{18}\text{F}$ (β^+ , $T_{1/2} = 109$ мин). Сечения получены при использовании результатов исследований [4].

Впервые сечения этой реакции были измерены в работе [6] при энергиях 0.4–3.9 МэВ, использовался метод накопления трития в алюминиевых сборниках, с последующей регистрацией распада этого трития. В этом методе осуществляется физическое интегрирование непрерывного энергетического спектра тритонов из экспериментально неотделимых каналов [4] ${}^6\text{Li}(d, t_0)$, ${}^6\text{Li}(d, t_1)$, ${}^6\text{Li}(d, {}^4\text{He} + t + p)$ и других с относительно малым вкладом. По сути, этим же методом – по накоплению трития в медных сборниках [5] – мы получили данные при энергиях 1.7–7.3 МэВ. Спектральные измерения этих сечений (до наших измерений [4]) были проведены в трех работах: в энергетическом интервале 0.12–0.77 МэВ [7], где сечения определены из анализа непрерывного спектра протонов, представляющих образование

тритонов, и, соответственно, в работах [8–10] при энергиях 3.7, 5.03 и 14.8 МэВ по регистрации тритонов. Отметим, что измерения, заявленные в [8, 9] как измерения дифференциальных сечений реакции ${}^6\text{Li}(d, t_0)$, являются измерениями сечений реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$.

Активационные сечения ${}^6\text{Li}(d, xt)$ определялись по зарегистрированным выходам ядер ${}^{18}\text{F}$ из реакции, вызванной тритонами исследуемой реакции в трех кварцевых трубочках (SiO_2), расположенных вдоль направления движения дейтронного пучка. Использовались мишени Li_3N толщиной 250–400 мкг · см⁻² с различным изотопным составом по литию (${}^6\text{Li} - 91.2\%$ и ${}^7\text{Li} - 8.8\%$, ${}^7\text{Li} - 99.5\%$ и ${}^6\text{Li} - 0.5\%$), нанесенные на тонкие (10 мкг · см⁻²) углеводородные подложки (C_8H_8).

Для осуществления измерений сечений проведены калибровочные измерения относительных выходов ${}^{18}\text{F}$ из толстой кварцевой мишени в зависимости от энергии дейтронов и тритонов. В абсолютизации сечений ${}^6\text{Li}(d, xt)$ использованы средние энергии тритонов этой реакции [4].

Фон в измерениях связан с попаданием периферийных дейтронов пучка на кварцевые трубочки, в которых ядра ${}^{18}\text{F}$ образовывались в реакциях ${}^{17}\text{O}(d, n){}^{18}\text{F}$ и ${}^{18}\text{O}(d, 2n){}^{18}\text{F}$. Его величина определена с использованием сечений каналов реакции ${}^7\text{Li} + d$ с образованием тритонов и средних энергий тритонов в них.

Таблица 1. Каналы реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$ [12–14]

${}^6\text{Li} + d \rightarrow$	уровень остаточного ядра			Q , МэВ	Распад остаточного ядра
	энергия, МэВ	J^π	ширина, МэВ		
$t_0 + {}^5\text{Li}_{\text{gs}} \{1\}$	0	$3/2^-$	1.23	0.87	$p + {}^4\text{He}$
$t_1 + {}^5\text{Li}^* \{2\}$	1.490	$1/2^-$	6.60	-0.62	$p + {}^4\text{He}$
$p + t + {}^4\text{He} \{3\}$				2.5582	
$p_2 + {}^7\text{Li}^* \{4\}$	4.630	$7/2^-$	0.093	0.396	$t + {}^4\text{He}$
$p_3 + {}^7\text{Li}^* \{5\}$	6.68	$5/2^-$	0.875	-1.35	$t + {}^4\text{He}$
$p_4 + {}^7\text{Li}^* \{6\}$	7.46	$5/2^-$	0.089	-1.56	$t + {}^4\text{He}$ (10%) [^] $n + {}^6\text{Li}$ (90%)
$p_5 + {}^7\text{Li}^* \{7\}$	9.67	$7/2^-$	0.400	-4.64	$t + {}^4\text{He}$ $n + {}^6\text{Li}$

[^] – наша оценка.

Таблица 2. Каналы реакции ${}^7\text{Li}(d, xt)$ [14]

${}^7\text{Li} + d \rightarrow$	уровень остаточного ядра			Q , МэВ	Распад остаточного ядра
	энергия, МэВ	J^π	ширина, МэВ		
$t_0 + {}^6\text{Li} \{1\}$	0	1^+	–	-0.993	стабильное
$t_1 + {}^6\text{Li}^* \{2\}$	2.18	3^+	0.024	-3.178	γ, d, α
$t_2 + {}^6\text{Li}^* \{3\}$	3.56	0^+	$8.2 \cdot 10^{-6}$	-4.558	γ
$d_2 + {}^7\text{Li}^* \{4\}$	4.630	$7/2^-$	0.093	-4.630	$t + {}^4\text{He}$
$d_3 + {}^7\text{Li}^* \{5\}$	6.68	$5/2^-$	0.875	-6.68	$t + {}^4\text{He}$
$d_4 + {}^7\text{Li}^* \{6\}$	7.46	$5/2^-$	0.089	-7.46	$t + {}^4\text{He}$ (10%) [^] $n + {}^6\text{Li}$ (90%)
$d_5 + {}^7\text{Li}^* \{7\}$	9.67	$7/2^-$	0.400	-9.67	$t + {}^4\text{He}$ $n + {}^6\text{Li}$

[^] – наша оценка.

ОБРАЗОВАНИЕ ТРИТОНОВ В РЕАКЦИЯХ ${}^6, {}^7\text{Li} + d$

Каналы реакций ${}^6\text{Li}(d, xt)$ и ${}^7\text{Li}(d, xt)$ указаны соответственно в табл. 1 и 2, где Q – энерговыделение в канале. В энергетической области настоящих исследований по нашим [4] и литературным данным [10] подавляющий вклад в образование тритонов в ${}^6\text{Li}(d, xt)$ вносят экспериментально неотделимые каналы {1}–{3} и небольшая добавка на уровне 10% канала {4}.

На основании данных [4, 6, 14, 15, 16] на рис. 1а для эффективных энергий дейтронов при облучении мишеней Li_3N показаны оцененные нами сечения основных каналов реакции ${}^7\text{Li}(d, xt)$ с погрешностями соответственно 6, 9, 10%. На рис. 1б для этих каналов и реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$ при тех же энергиях дейтронов приведены оцененные средние энергии тритонов в лабораторной системе

координат (л. с. к.). Средние энергии для реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$ получены описанием линейной зависимостью наших экспериментальных данных [4]. Средние энергии тритонов реакций ${}^7\text{Li}(d, t_{0,1})$ рассчитаны по формуле для средней энергии \bar{E}_3 частицы 3 в л. с. к. реакции 2(1,3)4:

$$\bar{E}_3 = \left[\frac{m_2 m_4}{(m_1 + m_2)(m_4 + m_3)} + \frac{m_1 m_3}{(m_1 + m_2)^2} \right] E_1 + \frac{m_4}{m_3 + m_4} Q + \frac{2 \cdot (m_1 m_2 m_3 m_4)^{1/2} \cdot E_1}{3 \cdot (m_3 + m_4)^{1/2} (m_1 + m_2)^{3/2}} \times \left(\frac{A_1}{A_0} \right) \sqrt{1 + \frac{m_1 + m_2}{m_2} \frac{Q}{E_1}}, \quad (1)$$

где m_1, m_2, m_3, m_4 – массы частиц 1, 2, 3, 4, E_1 – энергия налетающей частицы 1 в л. с. к., A_1/A_0 – отношение коэффициентов в ряде при первом и

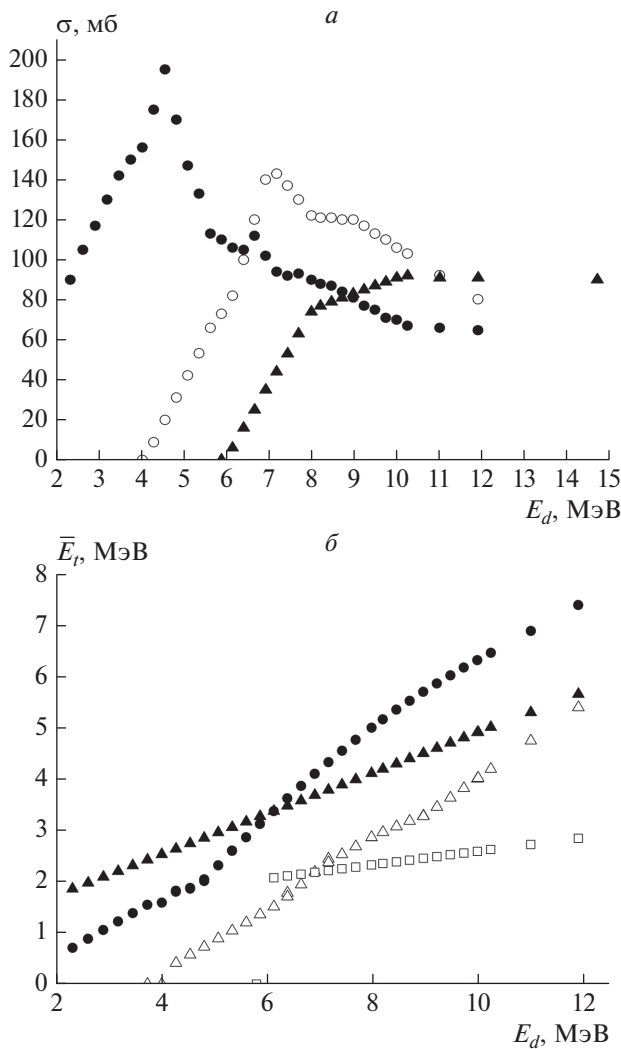


Рис. 1. *a* – Оцененные сечения реакций: ● – ${}^7\text{Li}(d, t_0)$; ○ – ${}^7\text{Li}(d, t_1)$; ▲ – ${}^7\text{Li}(d, d_2)$; *б* – оцененные средние энергии тритонов в зависимости от энергии дейтронов: ▲ – ${}^6\text{Li}(d, xt)$ [4]; ● – ${}^7\text{Li}(d, t_0)$; △ – ${}^7\text{Li}(d, t_1)$; □ – ${}^7\text{Li}(d, d_2)$.

нулевым полиномам Лежандра, которыми были описаны дифференциальные сечения в [4]. Выражение (1) получено на основании закона сложения скоростей для частицы 3 при переходе от с. ц. м. к л. с. к. и операции нахождения средней энергии. В расчетах средних энергий тритонов для реакции ${}^7\text{Li}(d, d_2)$ использовались формулы из работы [17].

ПОСТАНОВКА ИЗМЕРЕНИЙ

Существует ряд возможностей по применению активационной реакции ${}^{16}\text{O}(t, n){}^{18}\text{F}$ (β^+ , $T_{1/2} = 109$ мин) для измерений сечений реакций об-

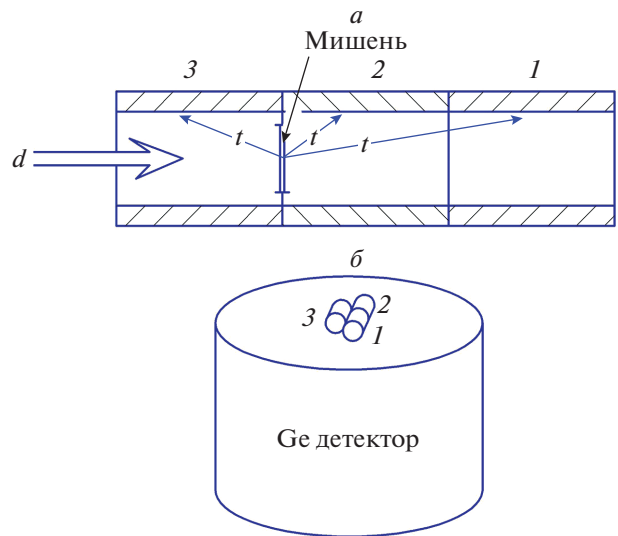


Рис. 2. Схематическое представление образования и накопления ядер ${}^{18}\text{F}$ (*a*) и измерение их активности (*б*), 1, 2, 3 – кварцевые трубочки SiO_2 .

разования тритонов, как в отношении выбора кислородосодержащих материалов, так и в конструировании конверторов-сборников ${}^{18}\text{F}$. В наших измерениях использовались конверторы-сборники из трех кварцевых (SiO_2) трубочек длиной 25 мм с внутренним и внешним диаметрами соответственно 13.5 и 19.5 мм (рис. 2*a*). Они находились в вакуумированной камере, отделенной от “вакуума” ускорителя алюминиевой фольгой толщиной 8 мкм.

Использовались мишени Li_3N толщиной 250–400 $\text{мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ с различным изотопным составом по литию (${}^6\text{Li} - 91.2\%$ и ${}^7\text{Li} - 8.8\%$, ${}^7\text{Li} - 99.5\%$ и ${}^6\text{Li} - 0.5\%$) на тонких ($10 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$) углеводородных подложках (C_8H_8) [18]. Они изготавливались напылением металлического лития в вакууме. Затем для образования Li_3N в напылительную установку из сосуда Дьюара напускался азот. Взвешивание толщин мишеней с погрешностью 5% проведено на аналитических весах [18]. Далее по измеренным выходам нейтронов реакции ${}^7\text{Li}(p, n)$ из этих мишеней и эталонной мишени с естественным изотопным составом LiF на тантале (погрешность ее толщины 3.5%) были проверены эти толщины. Также с помощью этой реакции была измерена поверхностная неравномерность мишеней по толщине, составившая 2–3%. Из исследованных мишеней отобраны те, для которых подтверждены их толщины, измеренные при напылении.

Содержание накопленных радиоактивных ядер ${}^{18}\text{F}$ в сборниках определялось с помощью германиевого детектора объемом 100 см^3 по регистрации аннигиляционных гамма-квантов с энергией 511 кэВ. В центре корпуса этого детектора оптимальным

образом (для достижения максимальной эффективности регистрации) одновременно располагались три трубочки (рис. 2б). После облучения трубочки “отстаивались” в течение 180–250 мин, давая возможность избавиться от фоновых β^+ -ядер. Неустраимый фон создавали реакции $^{14}\text{N}(d, xt)^{13}\text{N}$ (β^+ , $T_{1/2} = 9.965$ мин), $^{17}\text{O}(d, n)^{18}\text{F}$, $^{18}\text{O}(d, 2n)^{18}\text{F}$, $^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$. Однако сечение реакции на азоте мало – составляет всего 3–5 мб [19]. Также имеется дискриминация этой реакции: в мишени на одно ядро азота приходится три ядра лития. Поэтому эта составляющая фона была мала и не учитывалась. Для протекания фоновых реакций на изотопах кислорода сборника протоны образуются в мишени, а дейтроны принадлежат к периферийным дейтронам пучка. Оказалось, что реакции $^{17}\text{O}(d, n)^{18}\text{F} + ^{18}\text{O}(d, 2n)^{18}\text{F}$ являются основным источником фона. Его снижение осуществлялось эмпирически – подбором параметров фокусировки пучка.

В аналитическом виде постановка измерений выглядит следующим образом: образующееся количество $N_{18\text{F}}$ ядер ^{18}F

$$N_{18\text{F}} = N_d C \int \frac{d\sigma}{d\Omega dE_t}(\theta, E_t) Y_t^{ab}(E_t) d\Omega dE_t + f N_d Y_d^{ab}(E_d), \quad (2)$$

связано с поверхностной толщиной C (ядер $\cdot \text{см}^{-2}$) мишени, облученной количеством дейтронов N_d , где $\frac{d\sigma}{d\Omega dE_t}(\theta, E_t)$ – дважды дифференциальное сечение в лабораторной системе координат изучаемой реакции для полярного угла вылета тритонов θ и энергии E_t , этот угол изменяется от 7° до 165° ; $Y_t^{ab}(E_t)$ – абсолютный выход ядер $N_{18\text{F}}$ из толстой кварцевой мишени, вызванный одним тритоном с энергией E_t , f – доля пучка дейтронов, упавших на кварцевые трубочки; $Y_d^{ab}(E_d)$ – абсолютный выход ядер $N_{18\text{F}}$ (количество этих ядер) из толстой кварцевой мишени, вызванный одним дейтроном с энергией E_d . Величины $Y_t^{ab}(E_t)$, $Y_d^{ab}(E_d)$, определяемые как

$$Y_{d(t)}^{ab} = \frac{n T_{1/2}}{N_{d(t)} K_{d(t)}^{(1)} K_{d(t)}^{(2)} (\ln 2) b 2 \varepsilon_\gamma^k (511)}, \quad (3)$$

и f необходимо измерять отдельно (см. далее), где n – счетность детектора (имп $\cdot \text{с}^{-1}$) 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, в этих величинах значки $d(t)$ указывают на облучение дейтронами или тритонами; $b = 0.97$ – вероятность позитронного распада ^{18}F , $\varepsilon_\gamma^k(511)$ – эффек-

тивность регистрации гамма-квантов с энергией 511 кэВ.

В нашей методике используется следующее приближение: в области изменения E_t изучаемой реакции выход $Y_t^{ab}(E_t)$ можно представить линейной зависимостью

$$Y_t^{ab}(E_t) = a + b E_t, \quad (4)$$

где a и b – некоторые постоянные коэффициенты, тогда из соотношения (2) получаем основное выражение

$$N_{18\text{F}} = \sigma C N_d Y_t^{ab}(\bar{E}_t) + f N_d Y_d^{ab}(E_d), \quad (5)$$

для измерения сечения реакции

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega dE_t}(\theta, E_t) d\Omega, \quad (6)$$

со значением Y_t^{ab} при средней энергии тритонов этой реакции:

$$\bar{E}_t = \int E_t \frac{d\sigma}{d\Omega dE_t}(\theta, E_t) d\Omega dE_t. \quad (7)$$

Значения средней энергии тритонов (7) приведены на рис. 1б.

Выражение (5) обобщается на многоканальную реакцию с учетом того, что в области изменения энергии тритонов в каждом канале имеется своя линейная зависимость (4) (со своим набором коэффициентов a и b):

$$N_{18\text{F}} = C N_d \sum_i \sigma_i Y_t^{ab}(\bar{E}_t^i) + f N_d Y_d^{ab}(E_d), \quad (8)$$

где σ_i и \bar{E}_t^i – соответственно полное сечение образования тритонов и их средняя энергия в канале i . На основании соотношения (5) для мишени с обогащением по ^6Li количество ядер ^{18}F определяется как

$$N_{18\text{F}}^{(6)} = N_d^{(6)} C^{(6)} \times \left[0.912 \sigma_{dxt} Y_{t,i}^{ab(6)} + 0.088 \sum_j \sigma_{7,j} Y_{t,j}^{ab(7)} \right] + f N_d^{(6)} Y_d^{ab}, \quad (9)$$

а для мишени с обогащением по ^7Li :

$$N_{18\text{F}}^{(7)} = N_d^{(7)} C^{(7)} \times \left[0.995 \sum_j \sigma_{7,j} Y_{t,j}^{ab(7)} + 0.005 \sigma_{dxt} Y_{t,i}^{ab(6)} \right] + f N_d^{(7)} Y_d^{ab}, \quad (10)$$

где индексы 6 или 7 относятся к физическим величинам в измерении на мишени с обогащением по ^6Li или ^7Li , а численные значения в этих соотношениях – доли изотопов лития в мишени; σ_{dxt} и $\sigma_{7,j}$ – интегральные сечения образования тритонов соответственно на изотопах ^6Li и ^7Li ; $Y_{t,i}^{ab(6)}$ и

$Y_{i,j}^{ab(7)}$ – соответственно выходы ядер ${}^{18}\text{F}$ при средних энергиях тритонов в соответствующих каналах реакций на этих изотопах. Количество ядер $N_{18F}^{(6)}$ или $N_{18F}^{(7)}$ определяется как

$$N_{18F}^{(7)} = \frac{nT_{1/2}}{K_1K_2(\ln 2)b2\varepsilon_\gamma(511)}, \quad (11)$$

где n – счетность детектора (имп. · с⁻¹) после времени, отсчитанного от конца облучения, K_1 – учитывает распад ядер за время облучения, а K_2 – их распад до момента времени измерения n , $\varepsilon_\gamma(511)$ – эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 511 кэВ, вылетающих из конверторов-сборников ${}^{18}\text{F}$, и отражающая эффективность регистрации гамма-кванта для всех трех трубочек в целом. Сумма активностей трубочек, поочередно помещенных в центре детектора, совпадала с суммарной активностью от трех трубочек, измеренной в рабочей геометрии. Это явилось основанием использования простого выражения (11) с величиной $\varepsilon_\gamma(511)$.

Установлено (см. далее), что $\rho = \frac{\varepsilon_\gamma(511)}{\varepsilon_\gamma^k(511)} = 1.10$. Поэтому для получения f и сечений достаточно знать только относительные выходы

$$Y_{d(t)} = \frac{n}{N_{d(t)}K_{d(t)}^{(1)}K_{d(t)}^{(2)}}. \quad (12)$$

Переходя в (9) и (10) от величин $Y_t^{ab}(E_t)$ и $Y_d^{ab}(E_d)$ соответственно к величинам $Y_t(E_t)$ и $Y_d(E_d)$, получаем выражение для определения f

$$f = \frac{[A^{(7)}/\rho - (\sigma_{dt0}Y_{t0} + \sigma_{dt1}Y_{t1} + \sigma_{dd_2}Y_{d2})]C^{(7)}}{1.005Y_d}, \quad (13)$$

$$A^{(7)} = \frac{n^{(7)}}{K_1K_2N_d^{(7)}C^{(7)}0.995} \quad (14)$$

и выражения для нахождения полных сечений реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$:

$$\sigma_{dxt} = A^{(6)}/Y_{dxt}\rho - \left[0.0965(\sigma_{dt0}Y_{t0} + \sigma_{dt1}Y_{t1} + \sigma_{dd_2}Y_{d2}) + 1.0965f \frac{Y_d}{C^{(6)}} \right] / Y_{dxt}, \quad (15)$$

$$A^{(6)} = \frac{n^{(6)}}{K_1K_2N_d^{(6)}C^{(6)} \times 0.912}, \quad (16)$$

где $n^{(7)}$ и $n^{(6)}$ счетности (имп. · с⁻¹) в момент времени измерения активности.

ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Пучок дейтронов ускорителя через алюминиевое окно толщиной 8 мкм попадал в вакуумированную до 10^{-4} – 10^{-3} тор камеру, где находилось вращающее (для смены мишеней) устройство, в котором устанавливалось по 3 мишени с обогащением по ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$, кварцевый экран, используемый для фокусировки пучка, одна позиция устройства была незанята и использовалась для контроля проводки пучка на выдвигаемый кварцевый экран в месте расположения цилиндра Фарадея. В этом же положении мишенного устройства (в отсутствие мишени) с помощью двух интеграторов тока ORTEC 439, один из которых был подключен к цилиндру Фарадея, а другой – к конверторам-сборникам, при некоторых энергиях дейтронов пучка были прямые измерения f , аналогичные [18]. При каждой энергии дейтронов в течение 30 мин облучались мишени с различным изотопным обогащением. Ток дейтронов пучка составлял 0.2–0.4 мкА. Погрешность измерения N_d

оценили на уровне 1%. Облучение мишеней в диапазоне энергии дейтронов 2–10.3 МэВ выполнялось с шагом 0.25 МэВ. Также были облучены мишени с обогащением по ${}^6\text{Li}$ при 11 и 11.9 МэВ.

После облучения мишеней конверторы-сборники ${}^{18}\text{F}$ (для измерения их активности) вынимались из мишенного устройства и в него устанавливались приготовленные и неактивированные конверторы-сборники с другим набором мишеней. В этой циклической процедуре измерений использовалось 6 мишеней, при этом 2 мишени окислились и были заменены. Хронометрирование измерений (начало и конец облучения; начало, текущее время и конец регистрации активности) с высокой точностью (± 1 с) выполнялось электронными средствами. Полученные экспериментальные данные $A^{(6)}$ и $A^{(7)}$ с погрешностями 4.4–4.8% показаны на рис. 3. В эти погрешности входят статистическая погрешность счетности $n^{(6)}$ и $n^{(7)}$ 1.5–2.5%, погрешность в толщине мишеней – 4%, и погрешность (1%) в измерении N_d .

В этом же мишенном устройстве для измерения $Y_{d(t)}$ облучались кварцевые диски толщиной 3 мм. Токи облучения составляли 0.005–0.01 мкА. Для получения Y_t в области низких энергий (меньше 2 МэВ) сброс от начальной энергии тритонов осуществлялся набором алюминиевых фольг

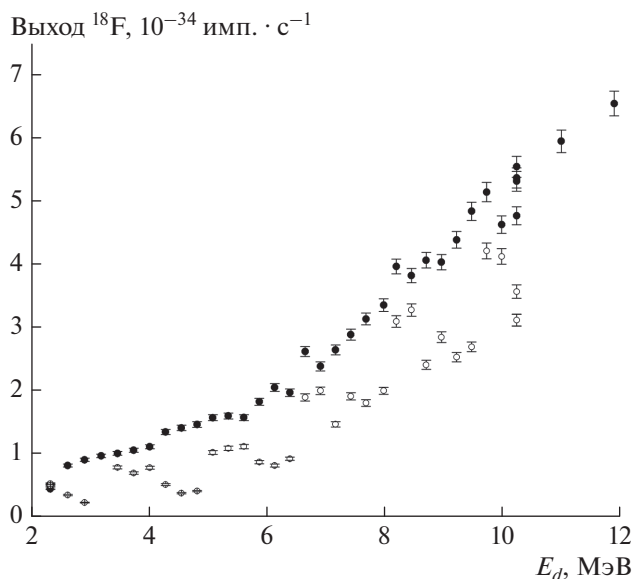


Рис. 3. Экспериментальные данные – относительный выход ядер ^{18}F : ● – $A^{(6)}$ (16); ○ – $A^{(7)}$ (14).

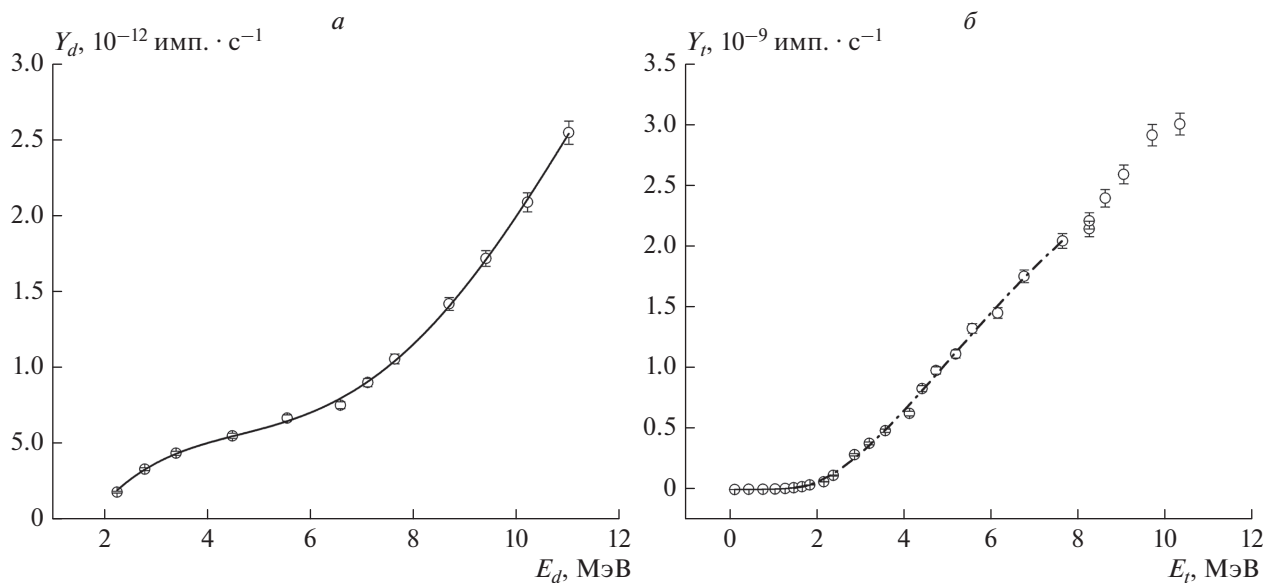


Рис. 4. *a* – Энергетическая зависимость выхода Y_d : ○ – экспериментальные данные, линия – описание полиномами 4 степени; *b* – энергетическая зависимость выхода Y_t : ○ – экспериментальные данные, линия – описание в области энергии тритонов 0.150–1.9 МэВ, пунктир – в области 1.5–7.6 МэВ.

известной толщины. Для выполнения условия $\epsilon_\gamma(511) \approx \epsilon_\gamma^k(511)$ измерение счетности от этих дисков выполнялось на расстоянии приблизительно 7 мм от центра корпуса детектора. Пред-

ставленные экспериментальные данные (рис. 4), имеющие погрешности 3%, для получения f и σ_{dxt} описаны полиномами 4 степени. Данные по Y_t в литературе имеются и в абсолютных единицах

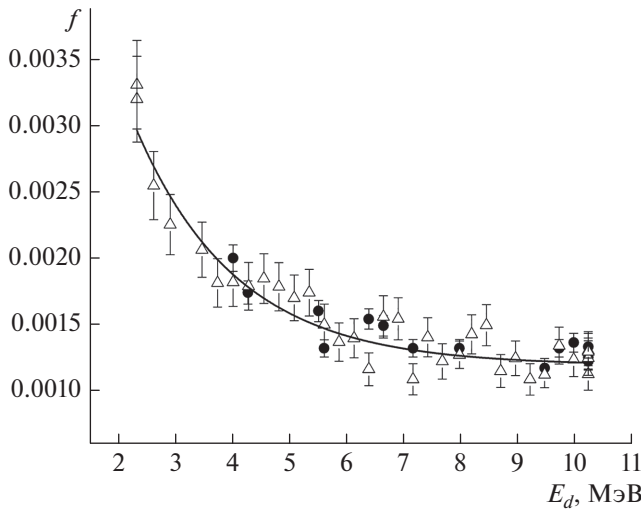


Рис. 5. Доля дейтронов пучка f , попавших на кварцевые сборники: ● — прямые измерения, Δ — экспериментальные данные с использованием (3); линия — описание.

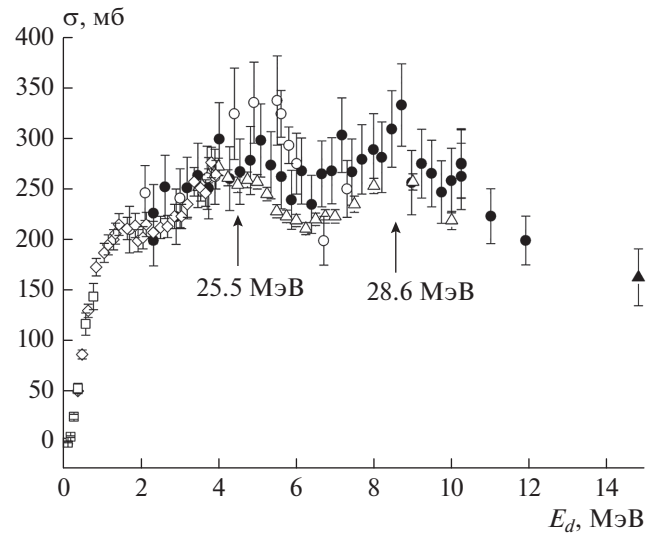


Рис. 6. Полные сечения реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$: ● — настоящая работа, Δ — [4], \circ — [5]; \diamond — [6], \square — [7], \blacktriangle — наша оценка по данным [10].

(см., например, [20]), а Y_d получены впервые. Рассмотрение этих данных требует отдельного изложения.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ${}^6\text{Li}(d, xt)$

Величины f , измеренные двумя интеграторами, согласуются с величинами (рис. 5), полученными из соотношения (13) при $\rho = \frac{\varepsilon_\gamma(511)}{\varepsilon_\gamma^k(511)} = 1.10$.

Для получения сечений σ_{dxt} величины f описаны зависимостью

$$f = 0.00119 + 0.00653 \exp(-E_d/1.77847), \quad (17)$$

Измеренные сечения совместно с данными [4–7, 10] показаны на рис. 6. Их погрешность (12%) оценена по погрешностям величин, входящих в выражение (15). Следует отметить сложные фоновые условия измерений: в интервале энергии дейтронов 2–3 МэВ эффект составлял 20–30%, при 3–4 МэВ — 30–50%, а при 4–12 МэВ — 50–60%.

Результаты настоящей работы в пределах погрешностей согласуются с данными [6] и нашими данными [5], которые получены методом накопления трития соответственно в алюминиевых и медных сборниках.

Активационные сечения и данные [4] в целом согласуются, однако при энергиях дейтронов более 5 МэВ активационные данные на 5–7% выше. Оба набора данных показывают и одинаковую энергетическую зависимость, в которой заметно возбуждение двух широких резонансов при энер-

гиях дейтронов 4.3 и 8.5 МэВ, которым соответствуют широкие уровни в составном ядре ${}^8\text{Be}$ [14] с энергиями 25.5 и 28.6 МэВ (рис. 6).

Представленные активационные сечения ${}^6\text{Li}(d, xt)$ подтверждают также данные [4] по образованию тритонов в реакции ${}^7\text{Li} + d$, использованные в настоящей методике.

Публикация связана с пополнением нашей электронной библиотеки ядерно-физических констант SaBa (SarovBase) [21]. Цифровые данные будут переданы в международную библиотеку экспериментальных данных EXFOR.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Simakov S., Fischer U., Konobeyev A. // KIT Sci. Work. Papers. 2020. Art. No. 147.
2. Ворончев В.Т., Кукулин В.И. // в кн.: Изотопы. Т. 2. Свойства и применения. М.: Физматлит, 2000. 728 с.
3. Ворончев В.Т. Ядерные процессы в плазме: приложение к управляемому термоядерному синтезу и первичному нуклеосинтезу. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2013. 237 с.
4. Генералов Л.Н., Вихлянец 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.
5. Abramovich S.N., Generalov L.N., Zvenigorodskij A.G. // Proc. Conf. Nucl. Data for Science and Tech. (Triest, 1997). P. 632.
6. Macklin R.L., Banta H.E. // Phys. Rev. 1955. V. 97. No. 3. P. 753.
7. Holland R.E., Elwyn A.J., Davids C.N. et al. // Phys. Rev. C. 1979. V. 19. P. 592.

8. *Huang Bingyin et al.* // Proc. Conf. Nucl. Phys. (Shanghai, 1974). P. 89.
9. *Mao Zhenlin et al.* // Proc. Conf. Low Energ. Nucl. Phys. (Lanzhou, 1972). P. 3.
10. *Hamburger E.W., Cameron J.R.* // Phys. Rev. 1960. V. 117. No. 3. P. 781.
11. *Miljanic D. et al.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 290. P. 27.
12. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>
13. http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=5/05li_2002.shtml.
14. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1979. V. 320. P. 1.
15. *Zander A.R., Kemper K.W., Fletcher N.R.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 173. P. 273.
16. *Matsuki S. et al.* // J. Phys. Soc. Japan. 1969. V. 26. P. 1344.
17. *Zhang Jiang* // Comm. Nucl. Data Prog. 1999. No. 22. P. 1.
18. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Селянкина С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 717; *Generalov L.N., Abramovich S.N., Selyankina S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 644.
19. *Генералов Л.Н., Карпов И.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 10. С. 1440; *Generalov L.N., Karpov I.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 10. P. 1234.
20. *Borders N., Blondiaux G., Maggiore C.J. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. B. 1987. V. 24/25. P. 722.
21. *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.

${}^6\text{Li}(d, xt)$ reaction total cross sections measurements

L. N. Generalov^{a,*}, S. N. Abramovich^a

^a*Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Russia*

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

${}^6\text{Li}(d, xt)$ reaction total cross sections were measured based on ${}^{16}\text{O}(t, n){}^{18}\text{F}$ (β^+ , $T_{1/2} = 109$ min) activation reaction at deuteron energies 2.5–12 MeV. The measurements were carried out at electrostatic tandem accelerator EGP-10 (RFNC–VNIIEF). The error of obtained data was 12%. Cross sections were determined by ${}^{18}\text{F}$ nuclei measured yield, produced by tritons of the investigated reaction at three quartz tubes placed along deuteron beam direction. Validation of the method proposed by B. Ya. Guzhovsky was presented.