УДК 539.17;621.039

# ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОЯДЕРНОГО <sup>13</sup>С(ү, *p*)<sup>12</sup>В АКТИВАЦИОННОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ УГЛЕРОДА

© 2019 г. С. С. Белышев<sup>1</sup>, Л. З. Джилавян<sup>2, \*</sup>, А. М. Лапик<sup>2</sup>, Ю. Н. Покотиловский<sup>3</sup>, А. В. Русаков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия <sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований

Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>3</sup>Лаборатория нейтронной физики имени И.М. Франка, Объединенный институт ядерных исследований,

Дубна, Россия \*E-mail: dzhil@cpc.inr.ac.ru

Поступила в редакцию 01.10.2018 г. После доработки 15.10.2018 г. Принята к публикации 19.11.2018 г.

Приводятся оценки существенных характеристик фотоядерного  ${}^{13}C(\gamma, p){}^{12}B$  активационного детектирования скрытых концентраций углерода – образуемых количеств ядер радиоизотопа  ${}^{12}B$  и потоков вторичных  $\gamma$ -квантов при распадах ядер  ${}^{12}B$  – в сопоставлении с известными экспериментальными данными и результатами проведенных ранее модельных расчетов.

DOI: 10.1134/S0367676519040057

### введение

Для наружного контроля объектов с целью обнаружения скрытых концентраций углерода был предложен метод [1–3], основанный на генерации ядер короткоживущего радиоизотопа <sup>12</sup>В ( $\beta$ -распад, период полураспада  $T_{1/2} \cong 20.20$  мс, максимальная кинетическая энергия испускаемых в распаде  $\beta$ -частиц  $E_{\beta max} \cong 13.37$  МэВ [4]) из реакции:

$$\gamma + {}^{13}C(\eta_{_{H3}} \cong 1.10\%) \to {}^{12}B + p(E_{\pi} \cong 17.5 \text{ M} \Rightarrow B [4-7]),$$
(I)

где:  $\eta_{\mu_3}$  — естественный изотопный состав;  $E_{\pi}$  — порог реакции.

Как отмечалось, в частности, в [2], изотоп <sup>12</sup>В для области, в которой  $T_{1/2} \approx 3-80$  мс, а  $E_{\Pi} \leq 50$  МэВ, является практически уникальным среди радиоизотопов, которые могут быть получены в фотоядерных реакциях с удалением  $\leq 3$  нуклонов из стабильных ядер-мишеней, не являющихся изотопами азота или углерода и имеющих  $\eta_{\mu_3} \geq 1\%$ . Единственное исключение — изотоп <sup>13</sup>В ( $\beta$ -распад,  $T_{1/2} \cong 17.3$  6 мс,  $E_{\beta max} \cong 13.44$  МэВ [4]) из реакции:

$$\gamma + {}^{16}O(\eta_{_{H3}} \cong 99.76\%) \rightarrow$$
  
$$\rightarrow {}^{13}B + 3p(E_{_{\Pi}} \cong 43.2 \text{ M} \ni \text{B [4]}). \tag{II}$$

Однако есть основания ожидать, что выход реакции (II) мал (см. [8]). Особенности эмиссии частиц при распадах ядер <sup>12</sup>В (включая и значение  $E_{\beta max}$ , см. подробнее в нашей работе [9]) могут помочь решать задачу выделения распадов <sup>12</sup>В в образуемых активностях  $\gamma$ -облученных объектов и достижения быстродействия фотоядерного детектора углерода (ДУ), важного для практического применения. Это может быть так, в частности, из-за того, что  $T_{1/2}$  у <sup>12</sup>В в  $\cong 6 \cdot 10^4$  раз короче, чем у <sup>11</sup>С ( $T_{1/2} \cong 20.39$  мин,  $E_{\beta max} \cong 0.96$  МэВ [4]) в более традиционном  $\gamma$ -активационном анализе с использованием реакции:

$$\gamma + {}^{12}C(\eta_{_{H3}} \cong 98.90\%) \rightarrow$$
  
$$\rightarrow {}^{11}C + n(E_{_{\Pi}} \cong 18.7 \text{ M} \Rightarrow \text{B [4]}). \tag{III}$$

Но для ДУ, основанного на фотоядерном получении <sup>12</sup>В, имеются серьезные проблемы из-за фона, образуемого фотонейтронами, генерируемыми за время импульса ускорителя (см. об этом, например, в [10]). Фон, связанный с фотонейтронами, может приводить к "ложным" составляющим суммарной активности <sup>12</sup>В за счет реакции:

$$n + {}^{12}C(\eta_{_{H3}} \cong 98.90\%) \rightarrow$$
  
 $\rightarrow {}^{12}B + p \ (E_{_{H}} \cong 12.6 \text{ M} \Rightarrow B \ [4]).$  (IV)

В случае же присутствия бора ядра <sup>12</sup>В могут образовываться в реакции:

$$n + {}^{11}B(\eta_{_{H3}} \cong 80.1\%) \to {}^{12}B + \gamma.$$
 (V)

Для тепловых нейтронов суммарная энергия γ-квантов из реакции (V) ≈ 3.4 МэВ [4].

Однако наиболее опасен растянутый по времени *t* после импульса пучка полный фон от γ-квантов из всевозможных реакций радиационного захвата нейтронов, замедляющихся и "гуляющих" по залу облучения проверяемых объектов (например, авиабагажа).

Необходимо изучение реалистичности этого метода обнаружения скрытых концентраций углерода. Работа такого ДУ определяется совокупностью сравнительно сложных процессов, зависящих от различных факторов. По крайней мере, часть этих факторов трудно и/или дорого оперативно видоизменять экспериментально. Необходимы адекватные модельные описания и оценки характеристик указанного ДУ. Конечно, для этого прежде всего необходима информация о сечениях и выходах вовлеченных ядерных реакций. В работе [11] проанализирована имеющаяся информация о сечениях и выходах фотонуклонных реакций на <sup>13</sup>С и <sup>14</sup>N, ведущих к образованию <sup>12</sup>В из реакции (I), а также к образованию <sup>12</sup>В и близкого к <sup>12</sup>В по  $T_{1/2}$  изотопа <sup>12</sup>N (β<sup>+</sup>-распад,  $T_{1/2} \cong 11.00$  мс,  $E_{\beta max} \approx 16.3$  МэВ [4]) из реакций, идущих на <sup>14</sup>N соответственно для последних двух случаев:

$$\gamma + {}^{14}\mathrm{N}(\eta_{_{\mathrm{H3}}} \cong 99.63\%) \rightarrow \qquad (\mathrm{VI})$$

$$\rightarrow B + 2p (E_{\pi} \cong 25.1 \text{ MBB [4]});$$
  

$$\gamma + {}^{14}N(\eta_{\text{HB}} \cong 99.63\%) \rightarrow \qquad (\text{VII})$$

 $\rightarrow$  <sup>12</sup>N + 2n ( $E_{\pi} \cong 30.6 \text{ M} \ni \text{B}$  [4]).

В [11] было показано, что только для реакции (I) имеется приемлемая по точности информация [5-7] о сечении реакции. Кроме того, для этой реакции доступна ограниченная информация из первых экспериментов с углеродными мишенями (прежде всего, из [2], а также с ограничениями из [10]). В нашей работе [12] было приведено модельное описание функционирования ДУ такого типа, базирующееся на программе МСNPX-5 [13] в сопоставлении с экспериментальными данными из [2]. Однако из-за вышеупомянутых сложностей задач описания, создания и оптимизации рассматриваемых ДУ весьма желательны независимые оценки наиболее существенных характеристик функционирования этих ДУ, чему и посвящена настоящая работа. Указанные оценки характеристик проводились для случая работы таких ДУ в условиях, имевших место в эксперименте [2] и в модельном его описании [12].

### ПУЧОК ЭЛЕКТРОНОВ, ЗАЛ ОБЛУЧЕНИЙ, МИШЕНЬ, ДЕТЕКТОР у-КВАНТОВ

В работе [2]: кинетическая энергия падающих (по оси x) электронов  $E_e \cong 50$  МэВ; им-

Таблица 1. Характеристики графитовых мишеней

Величина	в [2]	в модели [12]
Ζ	6	6
$M$ , г · моль $^{-1}$	12.011	12.011
η <sub>хим</sub> ;	1;	1;
$\eta_{C-12};$	0.989;	0.989;
$\eta_{C-13}$	0.011	0.011
$(X_0),  \Gamma \cdot \mathrm{cm}^{-2}$	43.35	43.35
ρ, г · см <sup>-3</sup>	~2.3	2.3
т, Г	300	325.2
<i>Z</i> <sub>м</sub> , см	5.08	(Change)
<i>Y</i> <sub>м</sub> , см	5.08	<i>Ю</i> 0 СМ
$S_{\rm m},{ m cm}^2$	25.8064	28.2743
<i>X</i> <sub>м</sub> , см;	5.054;	5;
$X_{\rm m},  \Gamma \cdot {\rm cm}^{-2}$	11.625	11.5

пульсный ток электронов  $\cong 4$  мА; длительность импульса пучка  $\cong 5$  мкс; число электронов в импульсе  $N_e \cong 1.25 \cdot 10^{11}$ ; радиатора нет; тормозные фотоны образуются в самой облучаемой мишени. К сожалению, в [2] нет информации о зале, в котором проводилось облучение мишеней. В модели в нашей работе [12]: зал (4 м × Ø6 м); на мишень по оси *х* падает вертикально близкий к "игольчатому" пучок электронов, расстояние от мишени до пола 1 м; стены, пол и потолок зала – из бетона толщиной 1 м и состава по числу атомов из работы [12].

В эксперименте [2] и в модели [12] использовались мишени из графита с характеристиками, приведенными в табл. 1, где: Z – атомный номер; M – молекулярный вес;  $\eta_{XИM}$  – химический и  $\eta_{H3}$  – изотопный составы;  $X_0$  – радиационная длина для углерода согласно [14, 15];  $\rho$  – плотность; m – масса;  $X_M$ ,  $Y_M$ ,  $Z_M$  – размеры мишени по соответствующим осям координат).

В модели (как и в работе [2]) для регистрации вторичных  $\gamma$ -квантов использовались 4 пластических сцинтиллятора толщиной h = 6 см, плотностью  $\rho_{пл} \cong 1.05 \ r \cdot \ cm^{-3}$  и диаметром d = 12 см, расположенные на расстоянии R = 50 см от центра мишени и погруженные в свинцовые "стаканы" с толщинами стенок и дна =10 см. Сцинтилляторы помещены на дне полостей каждого из этих "стаканов", каждая из которых имеет полную глубину =16 см и внутренний диаметр d = 12 см и обращена открытым торцом в сторону мишени.

## СЕЧЕНИЯ, ВЫХОДЫ И ОБРАЗУЕМЫЕ КОЛИЧЕСТВА АКТОВ РЕАКЦИИ <sup>13</sup>С(у, р)<sup>12</sup>В

Для оценки количеств образуемых в радиаторе тормозных фотонов в зависимости от их энергии



**Рис.** 1. Данные измерений сечения реакции  ${}^{13}C(\gamma, p){}^{12}B$  в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов  $E_{\gamma}$  Сплошная линия – [5]; кружки с "усами" ошибок – [6]; вертикальные штрихи – [7].

 $E_{\gamma}$  можно воспользоваться простым аналитическим приближением. Предполагается в согласии с [10, 14], что если мишень "охватывает" весь пучок тормозных фотонов, образуемых узким пучком электронов с кинетической энергией  $E_e$ , падающих на элемент толщины радиатора  $dx_p$ , то приведенное к одному электрону полное количество "работающих" в остатке мишени (по ходу пучка) тормозных фотонов для их энергий от  $E_{\gamma}$ до ( $E_{\gamma} + dE_{\gamma}$ ) есть:

$$N_{\gamma}(E_{\gamma}, E_e) dE_{\gamma} dx_{\rm p} \approx X_0^{-1} E_{\gamma}^{-1} dE_{\gamma} dx_{\rm p}, \qquad (1)$$

где:  $0 < E_{\gamma} \leq E_{\gamma \text{ макс}} = E_e$ ;  $X_0$  – радиационная длина вещества радиатора.

Экспериментальные сечения из работ [5–7] для реакции (I) показаны на рис. 1.

Для тормозных фотонов выход реакции определяется сверткой  $Y(E_e)$  сечения реакции со спектром тормозных фотонов. С учетом (1) имеем на один падающий электрон:

$$Y(E_e) dx_{M} dx_{p} \equiv dx_{M} dx_{p} \int_{E_n}^{E_e} N_{\gamma}(E_{\gamma}, E_e) \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma} \approx$$

$$\approx dx_{M} dx_{p} X_0^{-1} \int_{E_n}^{E_e} E_{\gamma}^{-1} \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma} \equiv dx_{M} dx_{p} X_0^{-1} \sigma_{-1}(E_e),$$
(2)

где  $dx_{\rm M}$  — элемент толщины мишени;  $\sigma(E_{\gamma})$  и  $E_{\rm n}$  — сечение и порог фотоядерной реакции. При этом  $\sigma_{-1}(E_e)$  монотонно растут с ростом  $E_e$  вплоть до

области насыщения, где  $\sigma_{-1}(E_e) \approx \text{const} \equiv (\sigma_{-1})_{\text{H}}$ при  $E_e$  выше некой  $E_{e \text{ H}}$ , (см., например, [16]). Если  $E_e \ge E_{e \text{ H}}$ , то, согласно (2), при оценках выходов рассматриваемых реакций можно вместо  $\sigma_{-1}(E_e)$ приближенно использовать  $(\sigma_{-1})_{\text{H}}$ . Согласно же, например, [17] для интересующих толщин мишеней и энергий электронов вклады электроядерных реакций пренебрежимы.

Для целей данной работы нужны оценки величин  $(\sigma_{-1})_{H}$  для реакции (I), которые здесь проводятся с использованием следующего приближения:

$$(\sigma_{-1})_{\rm H} \approx \left[ (\sigma(E_{\gamma \max})\Delta E_{\gamma}) \right] / E_{\gamma \max},$$
 (3)

где для зависимости сечения  $\sigma$  от  $E_{\gamma}$ для реакции (I):  $\sigma(E_{\gamma max})$  — максимум этой зависимости;  $\Delta E_{\gamma}$  полная ширина на половине высоты для этой зависимости;  $E_{\gamma max}$  — энергия  $\gamma$ -квантов, соответствующая максимуму сечения. Тогда для реакции (I) из [4—7] приближенно получаем:

$$E_{\Pi} \approx 17.5 \text{ МэВ; } (\sigma_{-1})_{H} \approx 2 \text{ мб при } E_{e} \geq \sim 35 \text{ МэВ.}$$

Если рассматриваемые величины  $E_e$  находятся ниже области насыщения для  $\sigma_{-1}(E_e)$ , то, развивая вышеописанные представления, можно использовать линейное приближение для зависимости  $\sigma_{-1}(E_e)$  в области  $E_e$  от эффективного порога реакции  $E_{п эф\phi}$  до  $E_{e \ H}$ :

$$\sigma_{-1}(E_e) \approx (\sigma_{-1})_{\rm H} [(E_e - E_{\pi \ {\rm s} \phi \phi})/((E_e)_{\rm H} - E_{\pi \ {\rm s} \phi \phi})] \approx \\ \approx (\sigma_{-1})_{\rm H} [((E_e)_{\rm BX} - \varepsilon x - E_{\pi \ {\rm s} \phi \phi})/((E_e)_{\rm H} - E_{\pi \ {\rm s} \phi \phi})],$$
(4)

где  $\varepsilon = (dE_e/dx)$  — полные средние удельные потери энергии электронов по длине рассматриваемого слоя радиатора-мишени [18] (при этом энергия  $(E_e)_{\rm BX}$  — средняя энергия электронов на входе в этот слой,  $E_e$  соответствует некоторой текущей глубине *x* слоя). Для реакции (I) имеем:  $E_{\rm п \ эф\phi} \approx$  $\approx 22 \ {\rm M}$ эB,  $\varepsilon \approx 2.5 \ {\rm M}$ эB см<sup>2</sup> · г<sup>-1</sup>.

Для однородных мишеней, бомбардируемых пучком электронов, число актов реакции для мишени целиком или для отдельных ее слоев зависит от соотношений энергетических характеристик и реакции, и пучка электронов. Имеются в виду такие соотношения на входе и выходе мишени целиком или некого *j*-го по пучку слоя мишени (для средних кинетических энергий электронов на входе  $(E_e)_{\text{вх } j}$  и выходе  $(E_e)_{\text{вых } j} j$ -го слоя). Разберем отдельные случаи этих соотношений и дадим приближенно N — количество образуемых в рассматриваемой реакции продуктов-радиоизотопов. На один падающий на мишень электрон имеем:

$$N \approx \iiint \left( E_{\gamma}^{-1} dE_{\gamma} \right) \left( X_{0}^{-1} dx_{p} \right) N_{A} \eta_{XHM} \eta_{H3} M^{-1} \sigma(E_{\gamma}) dx = N_{A} \eta_{XHM} \eta_{H3} (MX_{0})^{-1} \iint dx_{p} dx \int_{E_{\pi}}^{E_{e}(x)} E_{\gamma}^{-1} \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = N_{A} \eta_{XHM} \eta_{H3} (MX_{0})^{-1} \iint dx_{p} dx \sigma_{-1} (E_{e}(x)) = N_{A} \eta_{XHM} \eta_{H3} (MX_{0})^{-1} \int x dx \sigma_{-1} (E_{e}(x)),$$
(5)

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 83 № 4 2019

$(E_{\gamma})_{\text{порог}}, M \ni B$ $(E_{\gamma})_{\text{порог } \ni \phi \phi}, M \ni B$	( <i>E</i> .)	аВ (F) МаВ (с.) мбн		Толщина слоя, г · см <sup>-2</sup>		
		$X_{\!\scriptscriptstyle H}$	$X_{\mathrm{II}}$	$X_{\kappa}$		
17.5	~22	~ 35	~2.0	~57	~5.5	~0.3

**Таблица 2.** Характеристики реакции  ${}^{13}C(\gamma, p){}^{12}B$  и слоев графитовой мишени при полной толщине мишени 11.5 г · см<sup>-2</sup>

где  $N_A$  — число Авогадро: все толщины графита в г · см<sup>-2</sup>, при этом используем приближение, в котором пренебрегаем ослаблением [19] потока тормозных  $\gamma$ -квантов по толщине мишени.

В качестве базового берем такой центральный слой радиатора (все толщины в  $r \cdot cm^{-2}$ ), для кото-

рого  $(E_e)_{\rm H} \ge (E_e)_{\rm BX} \ge (E_e)_{\rm BMX} \ge (E_{\gamma})_{\Pi \ 9\varphi\varphi}$ . В согласии с выражением (4) на один падающий на мишень электрон число актов реакции в этом слое  $N_{\rm u\,u}$  под действием тормозных фотонов, образованных в центральном же слое, есть:

$$N_{\rm II II} \approx N_A \eta_{\rm XIM} \eta_{\rm H3} (MX_0)^{-1} \int x dx \sigma_{-1} (E_e(x)) \approx N_A \eta_{\rm XIM} \eta_{\rm H3} (MX_0)^{-1} \int x dx (\sigma_{-1})_{\rm H} \frac{(E_e)_{\rm BX} - \varepsilon x - E_{\rm II \ 3\Phi\Phi}}{(E_e)_{\rm H} - E_{\rm II \ 3\Phi\Phi}} = N_A \eta_{\rm XIM} \eta_{\rm H3} (MX_0)^{-1} (\sigma_{-1})_{\rm H} \left\{ X_{\rm II}^2 \frac{(E_e)_{\rm BX} - E_{\rm II \ 3\Phi\Phi}}{2[(E_e)_{\rm H} - E_{\rm II \ 3\Phi\Phi}]} - (X_{\rm II})^3 \frac{\varepsilon}{3[(E_e)_{\rm H} - E_{\rm II \ 3\Phi\Phi}]} \right\},$$
(6)

где  $X_{\rm u}$  — полная толщина центрального слоя мишени.

В случае, если за центральным слоем следует конечный слой толщиной  $X_{\rm K}$ , характеризующийся тем, что в нем  $(E_e)_{\rm порог эф\phi} = (E_e)_{\rm BX} > (E_e)_{\rm BLX}$ , то имеем в нем на один падающий на мишень электрон число актов реакции  $N_{\rm K\,II}$  под действием тормозных фотонов, образованных в центральном слое с полной его толщиной  $X_{\rm II}$ :

$$N_{\kappa \mu} \approx N_{A} \eta_{\chi \mu M} \eta_{\mu 3} (MX_{0})^{-1} \times \times (\sigma_{-1})_{\mu} X_{\kappa} X_{\mu} \frac{(E_{e})_{B\chi} - E_{\pi \ 3 \phi \phi}}{2[(E_{e})_{\mu} - E_{\pi \ 3 \phi \phi}]}.$$

$$(7)$$

При этом для предыдущего центрального слоя  $(E_e)_{\text{вых}} = (E_e)_{\text{порог эфф}}.$ 

В случае, если центральному слою предшествует начальный слой, в котором  $(E_e)_{\rm BX} > (E_e)_{\rm BMX} \ge$  $\ge (E_e)_{\rm насыш}$ , то на один падающий на мишень электрон число актов реакции в этом начальном слое  $N_{\rm H \ H}$  под действием тормозных фотонов, образованных в начальном же слое с полной толщиной  $X_{\rm H}$ , есть:

$$N_{\rm H \, H} \approx N_A \eta_{\rm XHM} \eta_{\rm H3} (MX_0)^{-1} (\sigma_{-1})_{\rm H} (X_{\rm H}^2/2).$$
 (8)

При этом для последующего центрального слоя (если он есть)  $(E_e)_{\rm BX}$  совпадает с  $(E_e)_{\rm H}$ , и на один падающий на мишень электрон число актов реакции в центральном слое под действием тормозных фотонов, образованных в начальном слое, есть:

$$N_{\rm u\, H} \approx N_A \eta_{\rm XMM} \eta_{\rm H3} (MX_0)^{-1} (\sigma_{-1})_{\rm H} X_{\rm H} X_{\rm u}.$$
 (6')

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 83 № 4 2019

А если при этом есть и конечный слой, то на один падающий на мишень электрон к числу актов реакции в конечном слое  $N_{\rm K\,u}$  под действием тормозных фотонов, образованных в центральном слое, еще добавляется число на один падающий на мишень электрон актов реакции  $N_{\rm K\,H}$  под действием тормозных фотонов, образованных в начальном слое:

$$N_{\rm K\,H} \approx N_A \eta_{\rm XMM} \eta_{\rm H3} (MX_0)^{-1} (\sigma_{-1})_{\rm H} X_{\rm H} X_{\rm K}. \tag{7'}$$

Для краткости введем величину  $B = N_A \eta_{XUM} \eta_{U3} (MX_0)^{-1} (\sigma_{-1})_{\rm H} \cong 2.54 \cdot 10^{-8} \, {\rm cm}^{-4} \cdot {\rm r}^{-2}$ . При этом для указанных в табл. 2 характеристик реакции (I) и слоев мишени имеем:

$$\begin{split} N_{\rm H \, H} &\approx B(1/2) (X_{\rm H})^2 \approx B \cdot 16.3 \ \Gamma^2 \cdot {\rm cm}^{-4} \approx 41.4 \cdot 10^{-8}; \\ N_{\rm u \, H} &\approx B(X_{\rm H}X_{\rm u}) \approx B \cdot 31.5 \ \Gamma^2 \cdot {\rm cm}^{-4} \approx 80 \cdot 10^{-8}; \\ N_{\rm u \, u} &\approx B[(1/2) (X_{\rm u})^2 - (1/3) (X_{\rm u})^3) \times \\ &\times \epsilon[(E_e)_{\rm Hackiu} - (E_\gamma)_{\rm nopor \, 3\varphi\varphi})]^{-1}] \approx \\ &\approx B \cdot 4.5 \ \Gamma^2 \cdot {\rm cm}^{-4} \approx 11.5 \cdot 10^{-8}; \\ N_{\rm K \, H} &\approx B X_{\rm K} X_{\rm H} \approx B \times 1.8 \ \Gamma^2 \cdot {\rm cm}^{-4} \approx 4.6 \cdot 10^{-8}; \\ N_{\rm K \, u} &\approx B X_{\rm K} (1/2) X_{\rm u} \approx B \cdot 0.9 \ \Gamma^2 \cdot {\rm cm}^{-4} \approx 2.3 \cdot 10^{-8}. \end{split}$$

Для всей мишени на один падающий электрон для полного числа образованных ядер <sup>12</sup>В и полного числа их распадов в первую миллисекунду после импульса пучка имеем:

$$N_{\text{B-12}} = \sum_{i,j} N_{i,j} \approx 1.4 \cdot 10^{-6} \text{ M}$$

$$n_{\text{B-12}} \cong (N_{\text{B-12}} \ln 2) / T_{1/2} \approx 4.8 \cdot 10^{-8} \text{ Mc}^{-1}.$$
(9)



**Рис. 2.** Спектры на акт распада для частиц, испускаемых с поверхности сферы, имеющей: в центре <sup>12</sup>В или <sup>12</sup>N; эквиатомный состав H, C, N и O; радиус r == 10 см; плотность р; для <sup>12</sup>В:  $1 - \gamma$ -кванты, 2 -электроны, 3 -позитроны; для <sup>12</sup>N:  $4 - \gamma$ -кванты, 5 -электроны, 6 -позитроны;  $a - \rho = 0.69$  г · см<sup>-3</sup>; 6 - 1.00; e - 1.50; e - 2.00;  $\partial - 3.00$  г · см<sup>-3</sup>.

Ранее в [12] при расчете  $N_{B-12}$  для тех же условий графитовая мишень разбивалась на 5 слоев одинаковой толщины  $\Delta x = 1$  см. По программе MCNPX-5 также для узкого пучка падающих на мишень электронов были рассчитаны с шагом  $\Delta E_{\gamma} = 1$  МэВ усредненные по объему каждого слоя спектральные плотности тормозных γквантов  $n_{\gamma k, l}(E)$ , образуемых на один падающий электрон. Здесь индекс k указывает интервал энергий  $E_{\gamma}$ , а индекс l – слой мишени. Считалось, что тормозные фотоны "работают" по всей толщине слоя мишени и полные для этого слоя спектральные плотности тормозных фотонов есть  $N_{\gamma k, l}(E_{\gamma l}) = S_{M}n_{\gamma k, l}(E_{\gamma k})$ . Тогда количество образуемых в мишени на один падающий электрон ядер <sup>12</sup>В [12] есть:

$$N_{\rm B-12} \cong [N_A \eta_{\rm XHM} \eta_{\rm H3} \rho \Delta x/M] \times \\ \times \sum_{k,l} \{ [N_{\gamma k,l}(E_{\gamma k})] \ [\sigma_k \Delta E_{\gamma}] \} \cong 1.39 \cdot 10^{-6}.$$
(10)

Согласие между собой приведенных оценок  $N_{\text{B-12}}$  говорит в пользу их корректности.

# ПОТОКИ γ-КВАНТОВ ОТ РАСПАДОВ ОБРАЗОВАННЫХ В МИШЕНИ ЯДЕР <sup>12</sup>В

В [8], исходя из спектров β-частиц при распадах  ${}^{12}$ В или  ${}^{12}$ N, были рассчитаны на один акт распада с помощью GEANT-4 [20] энергетические спектры вторичных частиц (у-квантов, электронов и позитронов), испускаемых при прохождении этих β-частиц сквозь исследуемый объект. В [8] использовались объекты, упрощенные для удобства проведения расчетов, но позволяющие выявлять общие характерные для задачи особенности. Эти объекты состоят из однородной эквиатомной смеси H, C, N и O (согласно [14, 15] радиационная длина для такой смеси составляет  $X_0 = 38.563 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ ), имеют форму сферы с радиусом r = 10 см и различные значения плотности  $\rho = (0.05; 0.10; 0.25; 0.50)$  г · см<sup>-3</sup>. Рассмотрены случаи вылета с поверхности такой сферы указанных частиц, образованных при распадах <sup>12</sup>В или <sup>12</sup>N из их источника в центре сферы. В [8] даны распределения количеств вылетающих с поверхности сферы частиц ( $\Delta N/\Delta E$ )/ $N_{\beta}$  по их энергии E, а также интегральные количества (N/N<sub>в</sub>) этих частиц для их энергий, превышающих ряд указанных значений  $E = E_{min}$ .

К расчетам [8] мы добавили здесь аналогичные, но для  $\rho = (0.69; 1.00; 1.50; 2.00; 3.00) г \cdot см^{-3}$ , результаты которых для распределений количеств вылетающих с поверхности сферы частиц  $(\Delta N/\Delta E)/N_{\beta}$  по их энергии *E* показаны на рис. 2a-2d. а для интегральных количеств  $(N/N_{\beta})$ этих частиц при их энергиях, превышающих ряд значений  $E = E_{min}$ , представлены при указанных значениях  $\rho$  соответственно в табл. 3–7. Получен-



**Рис. 3.** Величины  $(N_{\gamma}/N_{\beta})$  для  $\gamma$ -квантов с  $E_{\gamma} \ge E_{min}$ , испускаемых с поверхности сферы с радиусом r = 10 см и с однородной эквиатомной смесью H, C, N, О плотностью р, в зависимости от  $\rho r$  при распадах в центре сферы <sup>12</sup>В; точки – расчет по GEANT-4; кривые – функции  $f = A[1-\exp(-a_1\rho r)]\exp(-a_2\rho r); a - E_{min} = 0; \delta - 0.25; \epsilon - 1.00; \epsilon - 2.00; \delta - 2.50$  МэВ.

ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ том 83 № 4



Рис. 4. Параметры  $A, a_1, a_2$  для подгоночных функций  $f = A[1-\exp(-a_1\rho r)]\exp(-a_2\rho r)$  в зависимости от  $E_{min}$  — выбираемой минимальной энергии вылетающих из сферы  $\gamma$ -квантов.

ные при этом расчетные значения  $(N_{\gamma}/N_{\beta})$  для  $\gamma$ -квантов с  $E_{\gamma} \ge E_{min}$  в зависимости от  $\rho r$  показаны на рис. 3a-3d для ряда значений  $E_{min}$  в сопоставлении с простыми подгоночными функциями  $f = A[1-\exp(-a_1\rho r)]\exp(-a_2\rho r)$ , а на рис. 4 показаны

2019

### БЕЛЫШЕВ и др.

**Таблица 3.** Рассчитанные со статистической погрешностью менее ~1% интегральные величины  $(N_{\gamma}/N_{\beta})$ ,  $(N_{e-}/N_{\beta})$ ,  $(N_{e+}/N_{\beta})$  для испускаемых с поверхности сферы с радиусом r = 10 см, с равномерно заполненной эквиатомной смесью H, C, N, O полной плотности  $\rho = 0.69$  г · см<sup>-3</sup> γ-квантов, электронов и позитронов с энергиями *E* в зависимости от  $E_{min}$  – нижних границ интегрирования по *E* при распадах находящихся в центре сферы радиоизотопов <sup>12</sup>В и <sup>12</sup>N

	<sup>12</sup> B				$^{12}N$	
<i>Е<sub>тіп</sub></i> , МэВ	$(N_{\gamma}/N_{\beta})$	$(N_{e-}/N_{\beta})$	$(N_{e^+}/N_{\beta})$	$(N_{\gamma}/N_{\beta})$	$(N_{e-}/N_{\beta})$	$(N_{e^+}/N_{\beta})$
0.00	0.3814578	0.0010093	0.0000126	2.468848	0.0072187	0.0118297
0.25	0.1990509	0.0009283	0.0000125	2.164563	0.0062107	0.0117489
0.50	0.0989225	0.0007261	0.0000117	1.573884	0.0034808	0.0111043
0.75	0.0665512	0.0005533	0.0000104	0.243521	0.0028984	0.0100267
1.00	0.0492056	0.0004176	0.0000090	0.194912	0.0024299	0.0087455
1.25	0.0380543	0.0003171	0.0000078	0.161552	0.0020535	0.0074139
1.50	0.0302233	0.0002432	0.0000065	0.136965	0.0017451	0.0061288
1.75	0.0244405	0.0001892	0.0000054	0.117972	0.0014892	0.0049419
2.00	0.0200064	0.0001489	0.0000045	0.102769	0.0012748	0.0038908
2.25	0.0165220	0.0001184	0.0000037	0.090288	0.0010947	0.0029823
2.50	0.0137331	0.0000946	0.0000030	0.079838	0.0009426	0.0022122
2.75	0.0114710	0.0000758	0.0000025	0.070937	0.0008123	0.0015829
3.00	0.0096112	0.0000609	0.0000020	0.063269	0.0007013	0.0010878

**Таблица 4.** То же, что в таблице 3, но для  $\rho = 1.00 \ r \cdot cm^{-3}$ 

	<sup>12</sup> B			<sup>12</sup> N		
<i>Е<sub>тіп</sub></i> , МэВ	$(N_{\gamma}/N_{\beta})$	$(N_{e-}/N_{\beta})$	$(N_{e^+}/N_{\beta})$	$(N_{\gamma}/N_{\beta})$	$(N_{e-}/N_{\beta})$	$(N_{e^+}/N_{\beta})$
0.00	0.3518653	0.0007979	0.0000119	2.444987	0.0060710	0.0001344
0.25	0.1842758	0.0007271	0.0000118	2.059466	0.0051636	0.0001338
0.50	0.0901906	0.0005687	0.0000111	1.344052	0.0030004	0.0001288
0.75	0.0606462	0.0004431	0.0000100	0.224210	0.0025436	0.0001206
1.00	0.0449800	0.0003474	0.0000087	0.180013	0.0021646	0.0001109
1.25	0.0349057	0.0002739	0.0000075	0.149721	0.0018507	0.0001007
1.50	0.0278165	0.0002175	0.0000063	0.127337	0.0015891	0.0000908
1.75	0.0225616	0.0001734	0.0000053	0.109981	0.0013694	0.0000813
2.00	0.0185203	0.0001385	0.0000043	0.096039	0.0011826	0.0000724
2.25	0.0153347	0.00011108	0.0000035	0.084552	0.0010234	0.0000642.
2.50	0.0127779	0.00008903	0.0000029	0.074893	0.0008865	0.0000570
2.75	0.0106932	0.00007155	0.0000024	0.066654	0.0007691	0.0000503
3.00	0.0089761	0.00005761	0.0000019	0.059543	0.0006671	0.0000442

найденные методом наименьших квадратов параметры A,  $a_1$ ,  $a_2$  этих функций f в зависимости от значений  $E_{min}$ . В функциях f сомножитель в квадратных скобках (с насыщением при росте величины  $\rho r$ ) приближено отражает зависимость числа сравнительно "жестких"  $\gamma$ -квантов, образуемых при прохождении "распадных"  $\beta$ -частиц по длине их пути в веществе рассматриваемой сферы, а сомножитель  $exp(-a_2\rho r)$  приближенно отражает поглощение при этом таких  $\gamma$ -квантов (см., например, [19]). Заметим, что по своему характеру  $f(\rho r)$  на рис. З близки к измеренным в [21] зависимостям для  $\gamma$ -квантов от электронов с энергией ~17 МэВ. Укажем, что в рамках используемого здесь приближения считается, что при распадах в мишенях <sup>12</sup>В образование  $\gamma$ -квантов и их поглоХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОЯДЕРНОГО  ${}^{13}C(\gamma, p){}^{12}B$ 

	<sup>12</sup> B				$^{12}N$	
$E_{min}$ , МэВ	$(N_{\gamma}/N_{\beta})$	$(N_{e-}/N_{\beta})$	$(N_{e^+}/N_{\beta})$	$(N_{\gamma}/N_{\beta})$	$(N_{e-}/N_{\beta})$	$(N_{e^+}/N_{\beta})$
0.00	0.3079216	0.0006898	0.0000106	2.336192	0.0507608	0.0001235
0.25	0.1584203	0.0006284	0.0000105	1.798286	0.0429326	0.0001230
0.50	0.0770593	0.0004960	0.0000099	1.028318	0.0267245	0.0001187
0.75	0.0519284	0.0003895	0.0000089	0.195066	0.0228041	0.0001113
1.00	0.0387285	0.0003077	0.0000078	0.157402	0.0195260	0.0001026
1.25	0.0302318	0.0002442	0.0000067	0.131624	0.0167636	0.0000933
1.50	0.0242177	0.0001948	0.0000056	0.112477	0.0144462	0.0000844
1.75	0.0197363	0.0001561	0.0000047	0.097558	0.0124797	0.0000755
2.00	0.0162698	0.0001253	0.0000039	0.085503	0.0108089	0.0000672
2.25	0.0135231	0.0001008	0.0000032	0.075521	0.0093785	0.0000597
2.50	0.0113047	0.0000812	0.0000026	0.067092	0.0081467	0.0000528
2.75	0.0094895	0.0000654	0.0000022	0.059865	0.0070752	0.0000465
3.00	0.0079894	0.0000526	0.0000017	0.053600	0.0061490	0.0000408

**Таблица 5.** То же, что в таблице 3, но для  $\rho = 1.50 \, \text{г} \cdot \text{см}^{-3}$ 

**Таблица 6.** То же, что в таблице 3, но для  $\rho = 2.00 \ r \cdot cm^{-3}$ 

	<sup>12</sup> B				<sup>12</sup> N	
$E_{min}$ , МэВ	$(N_{\gamma}/N_{\beta})$	$(N_{e-}/N_{\beta})$	$(N_{e^+}/N_{\beta})$	$(N_{\gamma}/N_{\beta})$	$(N_{e-}/N_{\beta})$	$(N_{e^+}/N_{\beta})$
0.00	0.2634659	0.0005955	0.000010	2.158825	0.0042596	0.0001119
0.25	0.1330590	0.0005437	0.000010	1.513491	0.0035975	0.0001114
0.50	0.0653745	0.0004326	0.000009	0.786316	0.0023751	0.0001076
0.75	0.0442946	0.0003421	0.000008	0.169376	0.0020377	0.0001011
1.00	0.0332311	0.0002717	0.000007	0.137385	0.0017525	0.0000934
1.25	0.0260888	0.0002170	0.000006	0.115454	0.0015109	0.0000853
1.50	0.0210033	0.0001740	0.000005	0.099091	0.0013054	0.0000772
1.75	0.0171948	0.0001398	0.000004	0.086281	0.0011319	0.0000692
2.00	0.0142328	0.0001126	0.000004	0.075873	0.0009822	0.0000617
2.25	0.0118739	0.0000908	0.000003	0.067212	0.0008538	0.0000549
2.50	0.0099604	0.0000732	0.000002	0.059869	0.0007426	0.0000486
2.75	0.0083885	0.0000592	0.000002	0.053552	0.0006464	0.0000428
3.00	0.0070824	0.0000477	0.000002	0.048053	0.0005625	0.0000376

щение описывается при измерениях толщин  $\rho r$  в [ $\Gamma \cdot cm^{-2}$ ] одинаковыми функциями *f* с их параметрами *A*, *a*<sub>1</sub>, *a*<sub>2</sub> как для указанных в этом разделе (H, C, N, O)-мишеней, так и для указанных в разделе 1 графитовых мишеней и пластических сцинтилляторов, При этом, например, для  $E_{\gamma min} = 0$  и  $\rho r = 6.9 \ \Gamma \cdot cm^{-2}$  значение  $a_2 \cong 0.345 \ cm^2 \cdot \Gamma$  для описания поглощен  $\gamma$ -квантов позволяет согласно, например, [19] определить "эффективную" энергию в их спектре  $E_{\gamma эф\phi} \approx 25 \ k \Rightarrow B.$ 

Изложенное позволяет приближенно оценивать  $v_{\gamma}$  — плотность потока  $\gamma$ -квантов, регистрируемых указанными в разделе 1 сцинтилляционными детекторами в первую миллисекунду после импульса пучка на один падающий на мишень электрон при  $\beta$ -распадах, образованных в мишени <sup>12</sup>В для рассматриваемого детектирования углерода, а именно:

$$v_{\gamma} \approx n_{\text{B}-12} \frac{N_{\gamma}}{N_{\beta}} \frac{1}{4\pi R^2} [1 - \exp(-a_2 h \rho_{\text{III}})] \approx$$
  
 $\approx 0.52 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ mc}^{-1},$  (11)

где:  $n_{B-12} \approx 4.8 \cdot 10^{-8} \,\mathrm{mc}^{-1}$  (см. разд. 2);  $(N_{\gamma}/N_{\beta}) \approx 0.38$  (см. табл. 3 для  $E_{min} = 0$ ); R = 50 см (см. разд. 1); сомножитель в квадратных скобках описывает интегральную долю  $\gamma$ -квантов при  $E_{min} = 0$  (когда

	<sup>12</sup> B			$^{12}B$ $^{12}N$			
<i>Е<sub>тіп</sub></i> , МэВ	$(N_{\gamma}/N_{\beta})$	$(N_{e-}/N_{\beta})$	$(N_{e^+}/N_{\beta})$	$(N_{\gamma}/N_{\beta})$	$(N_{e-}/N_{\beta})$	$(N_{e^+}/N_{\beta})$	
0.00	0.1806306	0.0004403	0.0000076	1.654865	0.0030146	0.0000928	
0.25	0.0903726	0.0004045	0.0000075	0.9976043	0.0025752	0.0000925	
0.50	0.0465058	0.0003261	0.0000071	0.4603220	0.0018687	0.0000894	
0.75	0.0320666	0.0002616	0.0000064	0.1274012	0.0016206	0.0000843	
1.00	0.0243819	0.0002101	0.0000057	0.1044637	0.0014040	0.0000781	
1.25	0.0193605	0.0001693	0.0000049	0.0886208	0.0012180	0.0000715	
1.50	0.0157402	0.0001367	0.0000042	0.0766777	0.0010586	0.0000648	
1.75	0.0130004	0.0001107	0.0000036	0.0672421	0.0009210	0.0000584	
2.00	0.0108448	0.0000897	0.0000030	0.0594974	0.0008036	0.0000524	
2.25	0.0091124	0.0000728	0.0000024	0.0530078	0.0007007	0.0000465	
2.50	0.0076930	0.0000590	0.0000020	0.0474504	0.0006113	0.0000413	
2.75	0.0065163	0.0000478	0.0000016	0.0426325	0.0005333	0.0000365	
3.00	0.0055303	0.0000387	0.0000013	0.0384123	0.0004655	0.0000321	

**Таблица 7.** То же, что в таблице 3, но для  $\rho = 3.00 \ r \cdot cm^{-3}$ 

 $a_2 \cong 0.345 \ r^{-1} \cdot cm^2$  (см. рис. 4)), поглощенных сцинтиллятором толщиной  $h = 6 \ cm$  и плотностью  $\rho_{nn} \cong 1.05 \ r \cdot cm^{-3}$ ).

Эта грубая оценка находится в разумном согласии со значением модельной величины,  $V_{\gamma} \cong 0.8 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{мc}^{-1}$ , полученным в [12].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, приведенные в настоящей работе независимые оценки подтверждают корректность модельного описания  ${}^{13}C(\gamma, p){}^{12}B$  активационного детектирования углерода из [12]. Кроме того, полученные результаты полезны для оптимизации такого детектирования.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Trower W.P. // Virginia J. Sci. 1993. V. 44. P. 293.
- Knapp E.A., Moler R.B, Saunders A.W., Trower W.P. // Appl. Rad. Isot. 2000. V. 53. P. 711.
- 3. Карев А.И., Раевский В.Г., Джилавян Л.З., Бразерс Л.Д., Вилхайд Л.К. // Патент RU № 2444003 C1, 27.02.2012. Бюл. № 6; Karev A.I., Raevsky V.G., Dzhilavyan L.Z., Brothers L.J., Wilhide L.K. // Patent US 8.582.712 B2. November 12. 2013.
- 4. *Chu S.Y.F. et al.* Lund/LBNL Nuclear Data Search. 1999. http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/.
- 5. Cook B.C. // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 300.
- Денисов В.П., Куликов А.В., Кульчицкий Л.А. // ЖЭТФ 1964. Т. 46. С. 1488; Denisov V.P., Kulikov A.V., Kul'chitskiy L.A. // J. Exp. Theor. Phys. 1964. V. 19. P. 1007.
- Zubanov D., Sutton R.A., Thompson M.N., Jury J.W. // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 1957.
- Koning A.J. et al. // TENDL-2013 Nuclear data library. Gamma sub-library. ftp://ftp.nrg.eu/pub/www/talys/ tendl2013/gamma\_html/gamma.html 2013.

- Белышев С.С., Джилавян Л.З., Покотиловский Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 627; Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 566.
- Джилавян Л.З. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. С. 846; *Dzhilavyan L.Z.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. V. 73. P. 799.
- Ачаковский О.И., Белышев С.С., Джилавян Л.З., Покотиловский Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 633; Achakovskiy O.I., Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 572.
- 12. Джилавян Л.З., Покотиловский Ю.Н. // Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14. № 5(210). С. 1; Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2017. V. 14. № 5. Р. 726.
- 13. http://mcnp.lanl.gov/.
- 14. Rossi B., Greizen K. // Rev. Mod. Phys. 1941. V. 13. P. 240.
- Seltzer S.M., Berger M.J. // Nucl. Instrum. Methods. B. 1985. V. 12. P. 95.
- Dietrich S.S., Berman B.L. // Atom. Data Nucl. Data Tabl. 1988. V. 38. P. 199.
- Сорокин П.В. // Тр. II семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях" (Москва, 1972). М.: Наука, 1973. 348 с.
- Pages L., Bertel E., Joffre H., Sklavenitis L. Pertes d'energie, parcours et rendement de freinage pour les electrons de 10 keV à 100 MeV dans les elements simples et quelques composes chimiques. Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay Rapport CEA-R-3942 (Saclay, 1970).
- 19. *Немец О.Ф., Гофман Ю.В.* Справочник по ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1975. 416 с.
- 20. GEANT-4. Version: geant4 9.5.0 (2nd December, 2011) // Phys. Reference Manual.
- 21. Lanzl L.H., Hanson A.O. // Phys. Rev. 1951. V. 83. P. 959.