

УДК 539.17:621.039

К ИССЛЕДОВАНИЯМ ВЫХОДОВ РЕАКЦИЙ $^{13}\text{C}(\gamma, p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ НА ИМПУЛЬСНОМ УСКОРИТЕЛЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ИЗМЕРЕНИЕМ $(^{12}\text{B}, ^{12}\text{N})$ -АКТИВНОСТИ ТЕЛЕСКОПАМИ ΔE -ДЕТЕКТОРОВ

© 2023 г. С. С. Бельшев¹, Л. З. Джилавян², *, А. И. Карев³, А. М. Лапик²,
А. Л. Полонский², В. Н. Пономарев², А. В. Русаков², А. А. Туринге²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт ядерных исследований Российской академии наук”, Москва, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: dzhil@inr.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

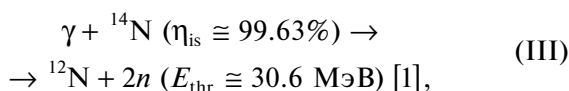
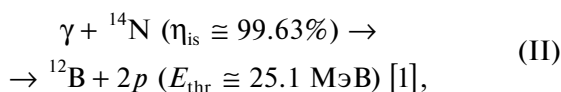
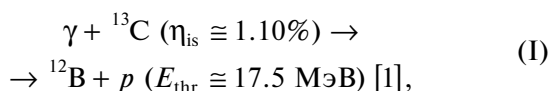
Принята к публикации 28.04.2023 г.

Рассмотрены вопросы изучения выходов реакций $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ с измерением $(^{12}\text{B}, ^{12}\text{N})$ -активности телескопами ΔE -детекторов в интервалах между импульсами ускорителя электронов. Для выбранных радиаторов и мишеней найдены потоки и спектры облучающих тормозных γ -квантов. Оценено влияние параметров мишеней и телескопов ΔE -детекторов на образование $(^{12}\text{B}, ^{12}\text{N})$ -ядер и регистрацию распада этих ядер.

DOI: 10.31857/S0367676523701934, EDN: ZAVPAW

ВВЕДЕНИЕ

Исследования сечений и выходов фотоядерных реакций с образованием ^{12}B (β^- -распад; период полураспада $T_{1/2} = 20.2$ мс, максимальная кинетическая энергия испускаемых в распаде β -частиц $E_{\beta \text{ max}} \cong 13.4$ МэВ) и ^{12}N (β^+ -распад; $T_{1/2} = 11.0$ мс, $E_{\beta \text{ max}} \cong 16.4$ МэВ) [1] важны как для развития моделей ядерных реакций (см., например, TALYS, EMPIRE [2, 3]) с адекватным учетом в них образования экзотических ядер-продуктов вблизи границ устойчивости ядер к испусканию нуклонов, так и для разработки методов наружного контроля объектов с целью обнаружения в них скрытых концентраций углерода и азота с регистрацией $(^{12}\text{B}, ^{12}\text{N})$ -активности [4–7]). Речь идет о следующих реакциях:



где η_{is} — естественный изотопный состав; E_{thr} — порог реакции.

В работе рассмотрены с помощью GEANT4 [8] вопросы активационных измерений выходов реакций (I–III) с применением в режиме совпадения телескопических ΔE -детекторов из тонких пластиковых сцинтилляторов.

ДАННЫЕ О ВЫХОДАХ РЕАКЦИЙ (I)–(III) И ПРЕДЛАГАЕМЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Доступные экспериментальные и модельные сведения о сечениях $\sigma(E_\gamma)$ или различных их интегральных величинах для реакций (I)–(III) собраны в [9].

Сечения реакции (I) при энергиях, падающих γ -квантов $E_{\text{thr}} < E_\gamma \lesssim 30$ МэВ (но не выше!) измерены в работах [10–12], результаты которых для упомянутых задач приемлемо согласуются между собой. С другой стороны, в [9] показано, что введенные с помощью наиболее используемых моделей ядерных реакций [2, 3] расчеты сечений реакции (I) дают значения, которые примерно на порядок ниже экспериментальных значений из [10–12].

Для реакций (II, III) ситуация еще более неудовлетворительная. Согласно [9] для реакций (II, III) имеются соответственно только фрагментарные по отношению к значениям кинетической энергии падающих на радиаторы электронов $E \approx 90$ и 100 МэВ интегральные по спектрам тормозных γ -квантов экспериментальные данные об их сечениях из [13, 14], полученные (как представляется) с весьма ограниченной точностью. При этом проведенные по моделям [2, 3] расчеты сечений реакций (II, III) дают значения, которые по отношению к экспериментальным из [13, 14] (при соответствующем пересчете) могут быть ниже вплоть до двух порядков их величин.

Поэтому для реакций (I)–(III) нужны новые измерения сечений $\sigma(E_\gamma)$ или хотя бы их различных интегральных характеристик (см., например, [15, 16]):

- интегрального сечения $\sigma_0(E)$:

$$\sigma_0(E) = \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) dE_\gamma; \quad (1)$$

- выхода реакции $Y(E)$ — свертки сечения реакции $\sigma(E_\gamma)$ и спектра тормозного излучения $n(E_\gamma, E)$ с максимумом энергии $E_{\gamma \text{ max}} = E$ при взаимодействии электрона с кинетической энергией E с атомом радиатора, когда на мишень падает весь поток образуемых в таком акте тормозных γ -квантов:

$$Y(E) = \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) n(E_\gamma, E) dE_\gamma; \quad (2)$$

- сечения на эквивалентный квант σ_q :

$$\sigma_q(E) = \frac{1}{N_q(E)} \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) n(E_\gamma, E) dE_\gamma, \quad (3)$$

где

$$N_q(E_e) = \frac{1}{E} \int_0^E E_\gamma n(E_\gamma, E) dE_\gamma;$$

- “эффективного выхода” интересующей реакции $Y_{\text{rad+coll}}(E)$ — свертки $\sigma(E_\gamma)$ и величины $N_{\text{rad+coll}}(E_\gamma, E)$, являющейся спектром тормозных γ -квантов, испускаемых в расчете на один электрон с кинетической энергией E , падающий на радиатор при выбранных его материале и толщине, а также условиях коллимирования падающих на мишень тормозных γ -квантов:

$$Y_{\text{rad+coll}}(E) = \int_{E_{\text{thr}}}^E \sigma(E_\gamma) N_{\text{rad+coll}}(E_\gamma, E) dE_\gamma. \quad (4)$$

При новых экспериментальных исследованиях реакций (I)–(III) может быть полезным использование реакции (I) в качестве реперной, поскольку:

- в реакции (I) образуются те же радиоизотопы ^{12}B , как и в реакции (II), так что можно ожидать сопоставимые эффективности регистрации распадов ^{12}B (различия только из-за используемых фотоядерных мишеней, которые, как и различия из-за перехода к эффективности регистрации распадов ^{12}N для реакции (III), доступны корректному учету в расчетах);

- для реакции (I) есть согласующиеся данные измерений ее сечений [10–12];

- в естественных смесях изотопов η_{is} для ^{13}C меньше η_{is} для ^{14}N в $\sim 10^2$ раз, что сближает ожидаемые скорости счета регистрируемых распадов ^{12}B и ^{12}N (см. рассчитанные в [9] по программе [2] сечения реакций (I)–(III)).

Различные активационные варианты измерения выходов реакций (I)–(III) на импульсных ускорителях электронов во временных интервалах между импульсами пучка кратко рассмотрены в [17]. В [18] из таких вариантов был подробнее рассмотрен основанный на использовании NaI-спектрометров для регистрации (^{12}B , ^{12}N)-активности. Но фон в зале облучений принуждает рассмотреть и вариант регистрации β -активности от распадов ^{12}B и ^{12}N телескопами тонких ΔE -детекторов в режиме их совпадений. При этом надо учитывать разбросы энергии β -частиц при их выходе через боковую поверхность облучаемой мишени (относительно оси пучка z) как при самих (^{12}B , ^{12}N)-распадах (см., например, [1]), так и после прохода β -частицами пути в мишени (см., например, [19, 20]) и далее до каждого из ΔE -детекторов в своем телескопе.

Обычно в фотоядерных исследованиях на тормозных фотонах измеряется зависимость выхода реакции от E . Затем, решая обратную задачу, привлекают для сечения реакции зависимость $\sigma(E_\gamma)$. Однако с учетом огромных (до 1–2 порядков величины) расхождений доступных экспериментальных и модельно-расчетных данных интересно и сопоставление результатов измерения выхода при фиксированной E с соответствующими модельно-расчетными значениями в предположении, что в модели форма зависимости $\sigma(E_\gamma)$ близка к истинной, а причина таких расхождений — большое и одинаковое по E_γ занижение расчетных сечений интересующих реакций, которому пропорциональны искажения всех интегральных величин (1)–(4). При этом из-за малости величин $\eta_{\text{is}}\sigma(E_\gamma)$ важна оптимизация условий проведения экспериментов.

ОБОРУДОВАНИЕ, РАССМАТРИВАЕМОЕ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Начальные эксперименты по измерениям выходов реакций (1)–(3) готовятся на импульс-

ном разрезном микротроне РМ-55 [21] Физического института имени П.Н. Лебедева РАН и Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына при МГУ имени М.В. Ломоносова.

У РМ-55 11 орбит с приростом энергии за оборот $\cong 5$ МэВ. На последней орбите есть специальный магнит для вывода из РМ-55 его импульсного пучка. По проекту движение реперной частицы при ее ускорении в РМ-55 и выводе из него идет в горизонтальной плоскости. Сам РМ-55 весьма компактен и размещен внутри также компактного бункера дополнительной защиты из тяжелого бетона. В стене этого бункера по оси выводимого пучка электронов z есть амбразура. У электронов из РМ-55: фиксированная энергия $E \cong 55$ МэВ с разбросом $\Delta E \cong 84$ кэВ; длительность токового импульса $\cong 8$ мкс [21]; при частоте повторения импульсов 12.5 с^{-1} средний ток ≈ 0.1 мА (т.е. в одном импульсе пучка содержится электронов $N_{e \text{ pulse}} \approx 5 \cdot 10^{10}$).

Пучок электронов падает по оси z на Та- радиатор, располагаемый внутри или вне бетонного бункера РМ-55. Удобно для описания выбрать прямоугольную систему координат с осями x и y такую, что точка ее начала совпадает с точкой входа пучка в мишень, а ось y вертикальна. Электроны из РМ-55 и/или образованные ими тормозные γ -кванты из радиатора последовательно проходят следующие соосные с осью z элементы:

1. Коллиматор (с диаметром отверстия D_{coll}) на входе в полый (с толщиной стен 100 мм) защитный Рб-блок вокруг исследуемой мишени и просматривающих ее двух телескопов из пар пластиковых ΔE -детекторов.

2. Исследуемую цилиндрическую мишень с диаметром D и протяженностью (по пучку) $t = 100$ мм. Рассматриваются два типа мишеней: 1) безоболочечные графитовые; 2) имеющие оболочку-пенал из титана с толщинами боковых и торцевых стенок 0.5 мм, заполняемую порошком нитрата аммония NH_4NO_3 .

3. Отверстие в Рб-блоке для выхода остатков пучка.

4. Монитор относительной интенсивности пучка – воздушную ионизационную камеру.

Каждый телескоп ΔE -детекторов состоит из 2 тонких прямоугольных пластинок пластикового сцинтиллятора ($1 \times 46 \times 100 \text{ мм}^3$), стороны которых параллельны осям системы координат. В одном телескопе ближняя к мишени пластинка расположена по оси x от $(0.5D + 30 \text{ мм})$ до $(0.5D + 31 \text{ мм})$, по оси y от -23 мм до $+23 \text{ мм}$ и по оси z от 0 до 100 мм, а следующая за ней пластинка этого же телескопа смещена параллельно по оси x на $+2 \text{ мм}$. Во втором телескопе пластинки расположены зеркально симметрично относительно оси x .

Все пластинки находятся в упаковке толщиной 0.5 мм из тефлона и непрозрачной для света бумаги и просматриваются (каждая) со своего узкого торца отдельным фотоэлектронным умножителем ФЭУ-143. При этом используются управляемые делители [22] в схемах питания ФЭУ для снижения искажений из-за большой загрузки во время импульсов пучка.

ТОРМОЗНЫЕ γ - КВАНТЫ И ОБРАЗУЕМЫЕ В МИШЕНЯХ ЯДРА ^{12}B и ^{12}N

Рассмотрены два варианта облучения мишени тормозными γ -квантами: “А” с расстоянием между радиатором и мишенью $L = 3 \text{ м}$; “В” с $L = 0$.

Вариант “А” имеет ряд преимуществ. Он обеспечивает близкий к однородному по своему поперечному сечению падающий коллимированный γ -пучок со сравнительно малой угловой расходимостью. Кроме того, при наличии очищающего магнита и/или поглотителя у этого γ -пучка, по крайней мере, существенно снижена примесь электронов, а ослабление его интенсивности с ростом z близко к линейному. Но в варианте “А” на РМ-55 получают неприемлемо низкие оцененные скорости счета регистрируемых (^{12}B , ^{12}N)-распадов (вплоть до $\lesssim 1$ распада на импульс пучка!). Поэтому откажемся здесь от него и от более подробного его описания.

Далее в данной работе рассматривается только вариант “В”, в котором для выбранных облучаемых мишеней получают максимально достижимые потоки тормозных γ -квантов, образуемых в самих мишенях, но в основном в Та-радиаторе с толщиной $t_{\text{Ta}} = 1 \text{ мм} \approx X_0/4$ (близкой согласно нашим расчетам к оптимальной, X_0 – радиационная длина для Та [23]). Здесь пренебрежимы вклады электроядерных реакций (см. об этом, например, в [24]).

Модельные расчеты на основе [8] проводились для монохроматического “игольчатого” (без угловых и линейных поперечных разбросов) пучка электронов с $E = 55$ МэВ, падающих на указанных сборки Та-радиатора и облучаемых мишеней, расположенных вплотную друг к другу. В этих условиях реализуется следующая качественная картина идущих процессов. “Игольчатый” пучок электронов, падающих на радиатор, образует на выходе радиатора пучки тормозных γ -квантов и остаточных электронов. Из-за потерь энергии и рассеяния электронов при прохождении сборки (радиатор + мишень) у электронов и испускаемых ими тормозных γ -квантов появляются существенные искажения их энергетических спектров (в сопоставлении для электронов с монохроматой на входе радиатора, а для тормозных γ -квантов с их спектрами, следуемыми из [23] для $E \cong 55$ МэВ) и распределений по углам по отноше-

нию к оси z , но на выходе из радиатора, благодаря довольно низкой величине t_{Ta} , имеются сравнительно малые линейные поперечные смещения по x и y , которые затем нарастают в мишени по мере роста z . Так что области, занимаемые в мишени эффективными границами потока тормозных γ -квантов и образуемых ими ядер ^{12}B и ^{12}N видоизменяются от усеченного конуса в начальной части мишени (по пучку) до цилиндра с диаметром $\approx D$ мишени.

Характеристики этой качественной картины обретают свои количественные значения в проведенных нами модельных расчетах с использованием библиотеки программ [8].

На рис. 1а и 1б показаны в качестве примера для NH_4NO_3 -мишеней с $D = 20$ мм рассчитанные (с использованием модельных сечений [25] реакции (II)) распределения по z для образованных за 1 импульс пучка ядер ^{12}B , а также для зарегистрированных 2 телескопами ΔE -детекторов актов распадов этих ядер соответственно. При этом рассчитанные для NH_4NO_3 -мишеней с $D = 10$; 15; 20 мм и для реакций (II, III) по модельным сечениям [25] суммарные количества образованных за 1 импульс пучка ядер ^{12}B и ^{12}N и зарегистрированных 2 телескопами ΔE -детекторов актов распадов этих ядер даны в табл. 1. В табл. 2 для образованных в графитовых мишенях в реакции (I) аналогичных суммарных количеств ядер ^{12}B и зарегистрированных актов их распадов даны результаты расчетов по модельным сечениям из [25] и по экспериментальным сечениям из [12], но сечение реакции (I) из [12] при $E_\gamma > 28$ МэВ линейно экстраполируется в $\sigma(E_\gamma \geq 32 \text{ МэВ}) = 0$. Статистическая точность результатов в табл. 1 и 2 для $N_{\text{e pulse}} = 5 \cdot 10^{10}$ не хуже $\approx 1-8\%$, что (без учета фона) не мешает проверке искоемых масштабов выходов реакций (I)–(III).

На рис. 2. показаны рассчитанные распределения по x ядер ^{12}B образуемых за 1 импульс пучка в NH_4NO_3 -мишени с $D = 20$ мм для интервалов по z : 1 – $1 \text{ см} < z \leq 3 \text{ см}$; 2 – $3 \text{ см} < z \leq 5 \text{ см}$; 3 – $5 \text{ см} < z \leq 7 \text{ см}$; 4 – $7 \text{ см} < z \leq 9 \text{ см}$.

Представленные на рис. 1а, 2 и в табл. 1 и 2 результаты расчетов согласуются с приведенными выше в данном разделе качественными сообра-

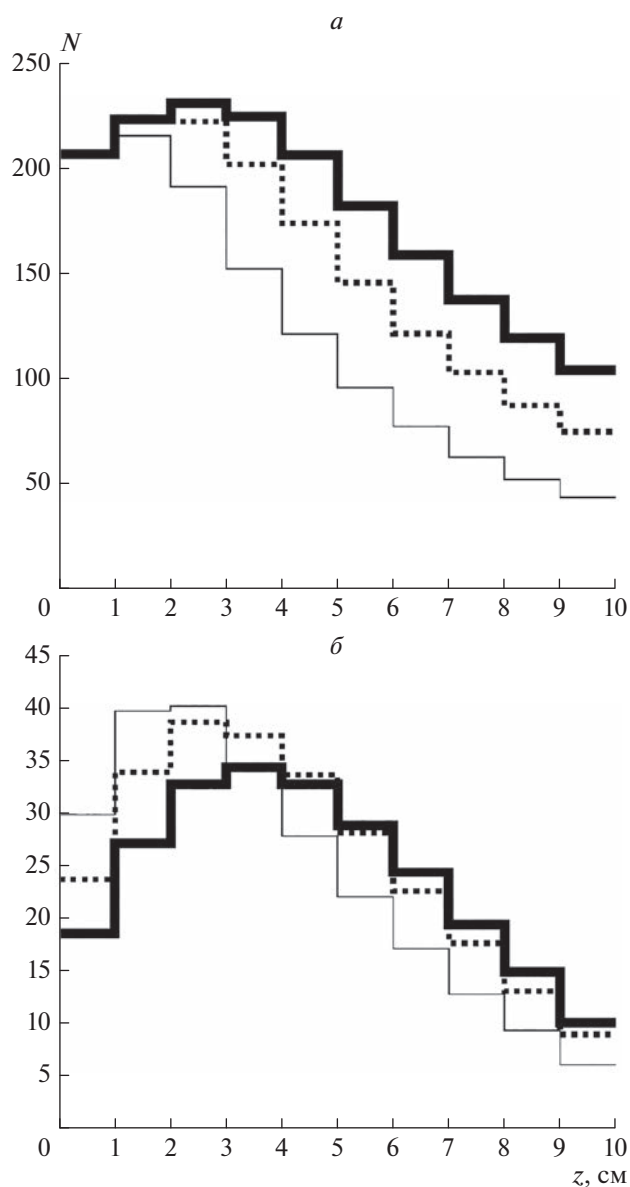


Рис. 1. Рассчитанные количества за 1 импульс пучка в зависимости от z в NH_4NO_3 -мишени для: образуемых ядер ^{12}B (а); актов их распадов, регистрируемых 2 телескопами ΔE -детекторов (б). Тонкие сплошные линии для диаметра мишени $D = 10$ мм; полужирные прерывистые линии для $D = 15$ мм; жирные сплошные линии для $D = 20$ мм.

Таблица 1. Рассчитанные числа ядер ^{12}B и ^{12}N , образуемых за 1 импульс пучка, в NH_4NO_3 -мишени, и актов распада этих ядер, регистрируемых 2 телескопами ΔE -детекторов

Диаметр NH_4NO_3 -мишени, мм	10	15	20
Число ядер ^{12}B , образуемых в мишени за 1 импульс пучка	1188	1528	1764
Число зарегистрированных актов распада ядер ^{12}B за 1 импульс пучка	236	255	241
Число ядер ^{12}N , образуемых в мишени за 1 импульс пучка	737	941	1068
Число зарегистрированных актов распада ядер ^{12}N на 1 импульс пучка	148	163	157

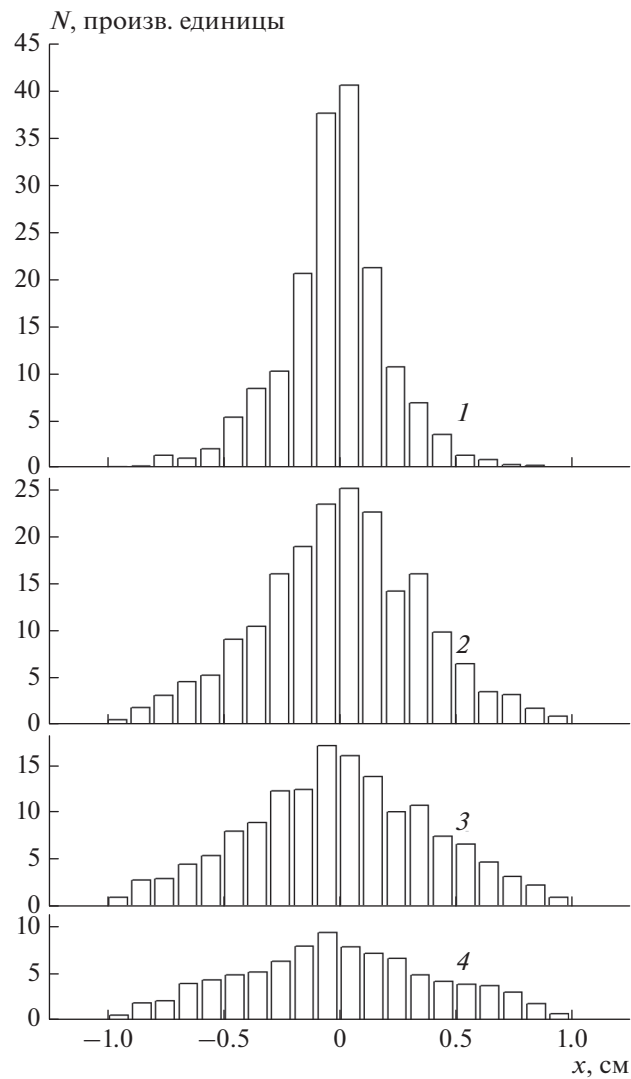


Рис. 2. Рассчитанные распределения ядер ^{12}B образуемых за 1 импульс пучка в NH_4NO_3 -мишени с $D = 20$ мм в зависимости от x для интервалов по z : 1 – $1\text{ см} < z \leq 3\text{ см}$; 2 – $3\text{ см} < z \leq 5\text{ см}$; 3 – $5\text{ см} < z \leq 7\text{ см}$; 4 – $7\text{ см} < z \leq 9\text{ см}$.

жениями и дают количественные уточнения, нужные для оптимизации параметров пучка, состава и геометрических параметров всех элементов установки, предлагаемой для проведения рассматриваемых измерений. Так, например, из рис. 1а следует, что выбранная длина облучаемых мишеней близка к оптимальной. При росте z в начале мишени наблюдается рост образования искомым ядер (здесь до $z \approx 2\text{--}3\text{ см}$ на 5–10% в зависимости от диаметра мишени D) из-за нарастания потока дополнительных тормозных γ -квантов, генерируемых в мишени примесью в облучающем пучке прошедших радиатор электронов. Далее с ростом z идет спад образования этих ядер (здесь в конце мишени по сравнению с ее началом до 25–50% тоже в зависимости от диаметра мишени D) по причине превалирования ослабления с ростом z потока тормозных γ -квантов из-за ухода последних через бока мишени и поглощения внутри нее.

РЕГИСТРАЦИЯ (^{12}B , ^{12}N)-РАСПАДОВ ТЕЛЕСКОПАМИ ΔE -ДЕТЕКТОРОВ

На рис. 3а приведены взятые из [1] плотности вероятности испускания β -частиц на 1 акт распада $\Delta w/\Delta E$ в зависимости от кинетической энергии этих частиц E для: 1 – распадов ядер ^{12}B ; 2 – распадов ядер ^{12}N . На рис. 3б приведено рассчитанное нами распределение кинетических энергий E для изотропно испускаемых β -частиц от распадов ядер ^{12}B , образованных в NH_4NO_3 -мишени с $D = 20$ мм при их регистрации используемыми телескопами ΔE -детекторов (с учетом потерь энергии и рассеяния таких β -частиц в мишени и по пути до первых ΔE -детекторов этих телескопов). На рис. 3б наблюдаются существенное уменьшение энергии регистрируемых β -частиц, соответствующей максимуму распределения их по энергиям E , а также появление у этого распределения значительного обогащения области энергий E ниже указанного максимума.

Таблица 2. Рассчитанные числа ядер ^{12}B , образуемых за 1 импульс пучка в графитовой мишени, и актов распадов этих ядер, регистрируемых 2 телескопами ΔE -детекторов

Диаметр графитовой мишени, мм	10	15	20
Число ядер ^{12}B , образуемых в мишени на 1 импульс пучка (при модельном сечении реакции (I))	14281	17490	22000
Число регистраций актов распада ядер ^{12}B на 1 импульс пучка (при модельном сечении реакции (I))	2632	2709	2498
Число ядер ^{12}B , образуемых в мишени на 1 импульс пучка (при экспериментальном сечении реакции (I))	133218	173186	207771
Число регистраций актов распада ядер ^{12}B на 1 импульс пучка (при экспериментальном сечении реакции (I))	24546	25495	23596

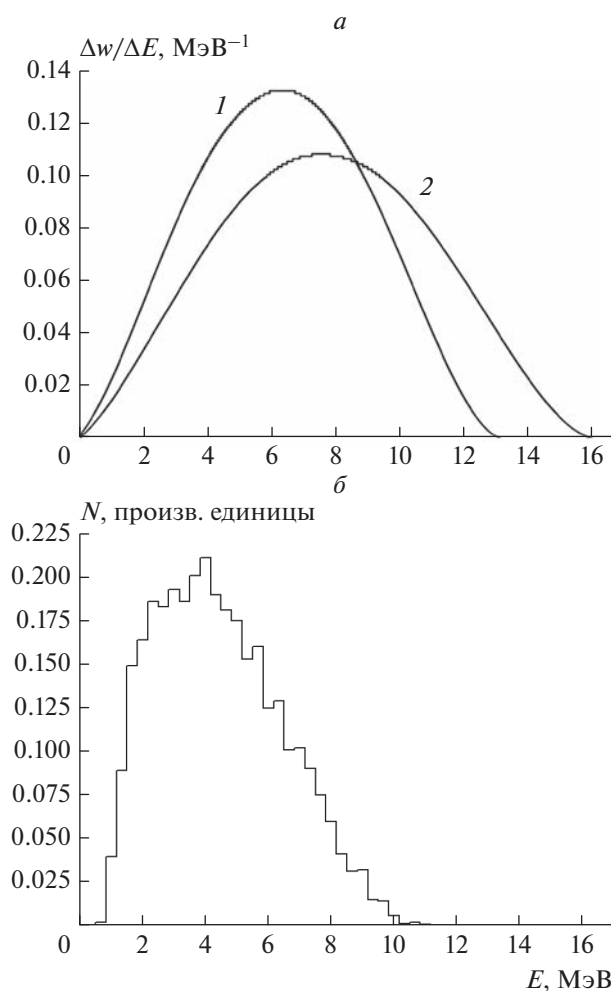


Рис. 3. Плотности вероятности испускания β -частиц на 1 акт распада $\Delta w/\Delta E$ в зависимости от кинетической энергии этих частиц E для: 1 — распада ядер ^{12}B ; 2 — распада ядер ^{12}N (а). Рассчитанное распределение кинетических энергий β -частиц E от распада ядер ^{12}B , образованных в NH_4NO_3 -мишени с $D = 20$ мм и зарегистрированных используемыми телескопами ΔE -детекторов (б).

Из табл. 1 и 2 следует, что для указанных NH_4NO_3 и графитовых мишеней оптимальные диаметры $D \approx 15$ мм, а средняя эффективность регистрации актов распадов искомых ядер 2 телескопами ΔE -детекторов ~ 15 – 17% , но по z она максимальна для середины мишеней и спадает почти вдвое на их краях, что, в частности, приводит к соответствующим дополнительным спадам на рис. 16.

На рис. 4 показано рассчитанное распределение потерь энергии β -частицами от распадов ядер ^{12}B , образованных в NH_4NO_3 -мишени с $D = 20$ мм и зарегистрированных в одном из близких к мишени используемых пластиковых сцинтиллято-

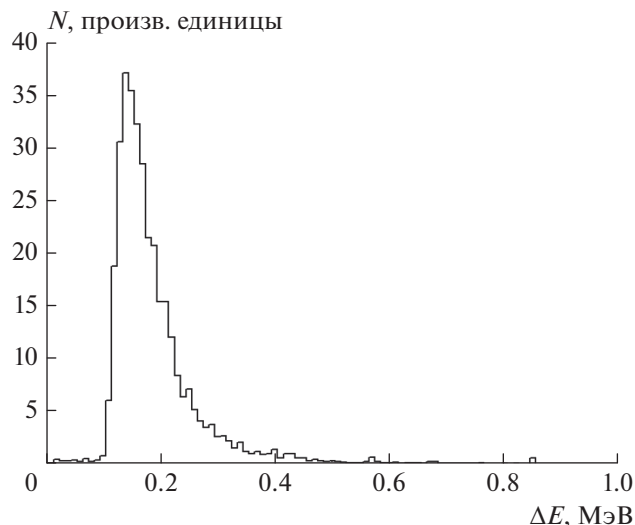


Рис. 4. Рассчитанное распределение потерь энергии β -частицами от распадов ядер ^{12}B , образованных в NH_4NO_3 -мишени с $D = 20$ мм и зарегистрированных в одном из близких к мишени используемых пластиковых сцинтилляторов.

ров. Из распределения на рис. 4 следует, что введение дискриминации для амплитуд импульсов с ΔE -детекторов может быть существенным для подавления фона в зале облучений. В таком фоне представляется наиболее опасным фон электронов, образуемых фоновыми тепловыми нейтронами при их радиационных захватах (см., например, [26, 27]). Важно, однако, указать, что, даже если этот фон сопоставим с ожидаемым эффектом, в процессе измерений он может экспериментально определяться и учитываться при обработке результатов измерений, как это, например, осуществлялось нами при поисках короткой компоненты в образуемых при фотоделении ядер ^{238}U запаздывающих нейтронов, измеряемых во временных интервалах между импульсами пучка линейного ускорителя электронов [27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для последующей разработки на РМ-55 рассматриваемой задачи нужны аккуратные фоновые измерения с телескопами ΔE -детекторов в сопоставлении с результатами проведенных в данной работе модельных оценок. Важно указать, что у рассмотренной методики есть резервы при введении дополнительных располагаемых симметрично по отношению к оси z 1–3 пар телескопов ΔE -детекторов.

В дальнейшем желателен перенос экспериментов на импульсные ускорители электронов, имеющие значительно большие уровни числа ускоренных электронов в импульсе пучка и спо-

собные обеспечивать энергию падающих на мишени электронов в широком диапазоне, для извлечения данных не только о выходах, но и о сечениях исследуемых реакций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi>.
2. <http://www.talys.eu>.
3. Herman M., Capote R., Sin M. et al. "EMPIRE-3.1. Rivoli. User's Manual", 2012.
4. Alvarez L.W. Nitrogen detection. Patent US 4756866. 1988.
5. Knapp E.A., Moler R.B., Saunders A.W., Trower W.P. // Appl. Rad. Isotopes. 2000. V. 53. P. 711.
6. Карев А.И., Раевский В.Г., Джилаван Л.З. и др. Патент RU № 2444003 С1. 2012.
7. Джилаван Л.З. // ЭЧАЯ. 2019. Т. 50. № 5. С. 637; Dzhilavyan L.Z. // Phys. Part. Nucl. 2019. V. 50. No. 5. P. 556.
8. GEANT-4. Version: geant4 9.5.0. Physics Reference Manual, 2011.
9. Ачаковский О.И., Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Покотиловский Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 5. С. 633; Achakovskiy O.I., Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 5. P. 572.
10. Cook B.C. // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 300.
11. Денисов В.П., Куликов А.В., Кульчицкий Л.А. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1488; Denisov V.P., Kulikov A.V., Kul'chitskii L.A. // J. Exp. Theor. Phys. 1964. V. 19. P. 1007.
12. Zubanov D., Sutton R.A., Thompson M.N., Jury J.W. // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 1957.
13. Komar A.P., Krzhemenek Ya., Yavor I.P. // Nucl. Phys. 1962. V. 34. P. 551.
14. Panofsky W.K.H., Reagan D. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 543.
15. Fuller E.G. // Phys. Reports. 1985. V. 127. P. 185.
16. Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Стопани К.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 509; Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Stopani K.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 4. P. 458.
17. Dzhilavyan L.Z. // Proc. XIV Intern. Seminar EMIN-2015. (Moscow, 2015). P. 12.
18. Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Ланик А.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 4. С. 577; Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 4. P. 479.
19. Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Покотиловский Ю.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 5. С. 627; Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 5. P. 566.
20. Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Ланик А.М., Покотиловский Ю.Н., Русаков А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 4. С. 500; Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Pokotilovski Yu.N., Rusakov A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 4. P. 449.
21. Ермаков А.Н., Ишханов Б.С., Каманин А.Н. и др. // ПТЭ. 2018. № 2. С. 20; Ermakov A.N., Ishkhanov B.S., Kamanin A.N. et al. // Instrum. Exper. Techniques. 2018. V. 61. P. 173.
22. Джилаван Л.З., Ланик А.М., Русаков А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 4. С. 525; Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., A.V. Rusakov A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 4. P. 474.
23. Seltzer S.M., Berger M.J. // Nucl. Instrum. Meth. B. 1985. V. 12. P. 95.
24. Сорокин П.В. // Тр. II сем. "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях". М.: Наука, 1973. С. 348.
25. ftp://ftp.nrg.eu/pub/www/talys/tendl2013/gamma_html/gamma.html 2013.
26. Джилаван Л.З., Покотиловский Ю.Н. // Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14. № 5. С. 506; Dzhilavyan L.Z., Pokotilovski Yu.N. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2017. V. 14. No. 5. P. 726.
27. Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M., Latysheva L.N. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2021. V. 84. P. 1610.

On the studies of the reactions $^{13}\text{C}(\gamma, p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$, and $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ at the pulsed electron accelerator with measurements of (^{12}B , ^{12}N)-activity by ΔE -detector telescopes

S. S. Belyshev^a, L. Z. Dzhilavyan^{b, *}, A. I. Karev^c, A. M. Lapik^b, A. L. Polonski^b, V. N. Ponomarev^b, A. V. Rusakov^b, A. A. Turinge^b

^a Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia

^b Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

^c Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: dzhil@inr.ru

The issues are considered for studying the yields of the reactions $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, and $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ with measuring (^{12}B , ^{12}N)-activity by telescopes of ΔE -detectors in time between electron accelerator pulses. For the chosen radiators and targets, the fluxes, and spectra of irradiating bremsstrahlung γ -quanta are found. The influence of the parameters of targets and telescopes of ΔE -detectors on production of (^{12}B , ^{12}N)-nuclei and registration of their decay is estimated.