

УДК 539.17:621.039

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИЯХ НА ИМПУЛЬСНОМ УСКОРИТЕЛЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ $^{13}\text{C}(\gamma, p)$; $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$; $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ С РЕГИСТРАЦИЕЙ НАВОДИМОЙ АКТИВНОСТИ ^{12}B И ^{12}N

© 2022 г. С. С. Бельшев¹, Л. З. Джилавян², *, А. М. Лапик²

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

² Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: dzhil@inr.ru

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

После доработки 06.12.2021 г.

Принята к публикации 22.12.2021 г.

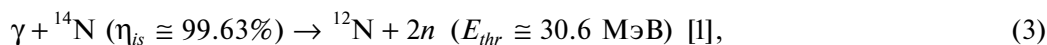
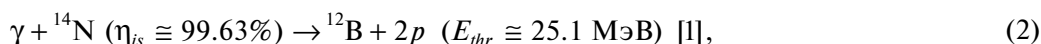
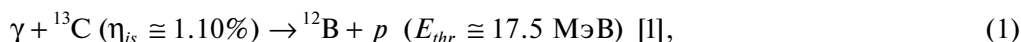
При помощи моделирования рассмотрены вопросы измерения выходов реакций $^{13}\text{C}(\gamma, p)$; $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$; $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ с регистрацией между импульсами ускорителя электронов активности ^{12}B и ^{12}N с помощью NaI-спектрометров. Найдены как потоки γ -квантов, падающих на мишени, в зависимости от толщины радиатора и углов коллимирования, так и эффективности регистрации β -частиц от распадов ^{12}B и ^{12}N . Для измерений выходов указанных реакций оценено влияние факторов, связанных с диаметрами мишени и падающего γ -пучка.

DOI: 10.31857/S0367676522040056

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 $E_{\beta \max} \cong 13.4$ МэВ) и ^{12}N (β^+ -распад; $T_{1/2} = 11.0$ мс, $E_{\beta \max} \cong 16.4$ МэВ) [1] интересны как для фундаментальных задач — для развития представлений и соответствующих им моделей ядерных

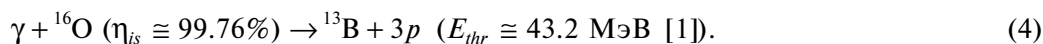
реакций (см., например, TALYS [2] и EMPIRE [3]) с целью адекватного учета в них образования экзотических ядер-продуктов вблизи границ устойчивости к испусканию нуклонов, так и для прикладных целей — для разработки методов наружного контроля объектов с целью обнаружения скрытых концентраций углерода и азота с регистрацией активности ^{12}B и ^{12}N (в наркотиках и взрывчатых веществах, см. [4–7]). Речь идет о следующих реакциях:



где: η_{is} — естественный состав изотопов; E_{thr} — порог реакции. Но для указанных задач данные о выходах реакций (2, 3) весьма неудовлетворительны (см. ниже).

Как отмечалось, в частности, в [5, 8], изотопы ^{12}B и ^{12}N для области, в которой $T_{1/2} \approx (3-80)$ мс, а $E_{thr} \leq 50$ МэВ, являются практически уникальными

среди радиоизотопов, которые могут быть получены в фотоядерных реакциях с удалением ≤ 3 нуклонов из стабильных ядер-мишеней, не являющихся изотопами азота или углерода и имеющих $\eta_{is} \geq 1\%$. Единственное исключение — изотоп ^{13}B (β^- -распад, $T_{1/2} \cong 17.36$ мс, $E_{\beta \max} \cong 13.44$ МэВ [1]) из реакции:



Однако, как указано в [8], с учетом данных расчетов [9] по модели [2] для сечения реакции (4), по-видимому, ею можно здесь пренебречь.

В работах [8, 10] рассмотрены особенности испускания как β -частиц, так и γ -квантов из мишеней при распадах образовавшихся в них ядер ^{12}B и ^{12}N .

В [11] для реакций (1)–(3) дан анализ известных экспериментальных и модельно-расчетных данных (в том числе из собственных расчетов по широко используемым моделям ядерных реакций [2, 3]). При этом было показано, что для этих реакций необходимы новые исследования их выходов, поскольку расхождения доступных данных по таким выходам и сечениям находятся на уровне около одного порядка их величин. В [12] были рассмотрены варианты таких новых исследований выходов, основанных на измерениях образуемых в реакциях (1)–(3) наводимых активностей ^{12}B и ^{12}N , с использованием регистрации либо самих β -частиц, испускаемых при β -распадах ^{12}B и ^{12}N , либо γ -квантов, сопровождающих эти распады в облучаемых мишенях.

При активационных исследованиях выходов реакций (1)–(3) реакцию (1) можно использовать в качестве эталонной, поскольку:

- В этой реакции образуются те же радиоизотопы ^{12}B , как и в реакции (2), так что можно ожидать сопоставимые эффективности регистрации распадов ^{12}B (ожидаемые различия только из-за различий используемых фотоядерных мишеней, которые, как и добавочные различия из-за перехода к эффективности регистрации распадов ^{12}N для реакции (3), можно надеяться более корректно учитывать расчетным путем).

- Для этой реакции имеются сравнительно хорошо согласующиеся между собой данные измерений ее сечения [13–15] (а значит, и ее выходы, см. об этом, например, в наших работах [11, 16]).

- Различие изотопных составов ^{13}C и ^{14}N в $\sim 10^2$ раз в пользу последнего в соответствующих естественных смесях изотопов приближает ожидаемые скорости счета регистрируемых распадов ^{12}B и ^{12}N как просто друг к другу, так и в сопоставлении с фоном. Тем более, что значения “приведенных” рассчитанных в [11] по программе [2] сечений реакций (1)–(3) (т.е. умноженных на изотопный состав η_{is}) оказываются близкими между собой.

Задача данной работы – изучение вопросов измерений выходов активностей ^{12}B и ^{12}N , образуемых в реакциях (1)–(3) на импульсном ускорителе электронов, основанных на регистрации испускаемых из мишени β -частиц и γ -квантов сцинтилляционными спектрометрами на основе NaI-монокристаллов.

СУЩЕСТВЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОБОРУДОВАНИЯ, РАССМАТРИВАЕМОГО ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Измерения выходов реакций (1)–(3) предполагаются на ускорителе РМ-55 [17] Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына при МГУ имени М.В. Ломоносова и Физического института имени П.Н. Лебедева РАН.

Ускоритель электронов РМ-55 – разрезной импульсный микротрон с фиксированной энергией ускоренных электронов на своем выходе ≈ 55 МэВ. Микротрон имеет 11 орбит с приростом энергии за оборот ≈ 5 МэВ; а на последней орбите установлен специальный отклоняющий магнит для вывода пучка из вакуумной камеры через Ti-фольгу толщиной 50 мкм. На части орбит установлены прозрачные для ускоряемого пучка электронов тороидальные магнитно-индукционные датчики для мониторинга тока пучка на орбитах при настройке ускорителя. Последний из этих датчиков (по ходу пучка) может использоваться в качестве одного из мониторов тока пучка электронов, выводимого из РМ-55. Собственно РМ-55 весьма компактен (габаритные размеры $D \times B \times Ш \approx 2700 \times 1750 \times 750$ мм). Такие размеры РМ-55 позволили поместить его внутри специального и также весьма компактного бункера дополнительной радиационной защиты из тяжелого бетона. В стене этого бункера по направлению выводимого из РМ-55 пучка электронов имеется амбразура с коллиматорами для вывода пучка тормозных γ -квантов, образуемых пучком электронов, падающим на некий радиатор с толщиной t_{rad} .

Параметры выводимого из РМ-55 пучка электронов [17]: кинетическая энергия ≈ 55.5 МэВ с оцененным ее разбросом ≈ 84 кэВ; частота следования импульсов до 50 с^{-1} ; импульсный ток до ≈ 10 мА; длительность импульса ≈ 8 мкс (при этом в импульсе $\approx 5 \cdot 10^{11}$ электронов).

Предполагается, что пучок γ -квантов из радиатора, выходя из бункера РМ-55, последовательно проходит следующие соосные с этим пучком элементы:

1. Дополнительный коллиматор, задающий диаметр γ -пучка $D_{\gamma\text{-beam}}$ (с возможностью его варьирования) на входе в Pb-защиту почти со всех сторон для размещения исследуемой мишени и двух сцинтилляционных блоков (см. ниже).

2. Мониторы падающего на исследуемую мишень γ -пучка.

3. Располагаемую в Pb-защите исследуемую мишень, имеющую форму цилиндра с различными диаметрами и толщиной $t_{\text{arg}} = 100$ мм.

4. Монитор прошедшего исследуемую мишень γ -пучка.

5. Отверстие для выхода γ -пучка из Pb-защиты.

Через центр цилиндра мишени перпендикулярно продольной оси этого цилиндра, совпадающей с осью падающего γ -пучка (ось z), проходит ось x , на которой расположены оси двух “смотрящих” друг на друга сцинтилляционных блоков. Каждый такой блок состоит из NaI-монокристалла (длина $l_{\text{NaI}} \cong 100$ мм, диаметр $D_{\text{NaI}} \cong 150$ мм) и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ-49Б). Плоскость, образуемая пересекающимися осями z и x , – горизонтальная. Оба сцинтилляционных блока расположены по оси x так, что их NaI-монокристаллы находятся вплотную к цилиндру мишени. Диаметр мишени D варьировался в данном моделировании. Оба NaI-спектрометра снабжены управляемыми делителями питания их ФЭУ для ослабления возможного влияния большой импульсной загрузки ФЭУ во время пучка ускорителя (см. нашу работу [18]). При регистрации событий в NaI-монокристаллах надо сохранять амплитудную и временную информацию, что дает возможность выделять совпадения сцинтилляций по времени и строить временные зависимости между сигналами с двух монокристаллов.

ПАДАЮЩИЕ ПУЧКИ ПЕРВИЧНЫХ ТОРМОЗНЫХ γ -КВАНТОВ

В данном разделе рассматриваются вопросы оптимального формирования и мониторинга пучка тормозных γ -квантов, образуемого в мишени-радиаторе выведенным из РМ-55 пучком электронов. Для аккуратного рассмотрения этих вопросов в настоящей работе проводились расчеты с использованием библиотеки программ GEANT4 [19].

Для снижения радиационной “нагрузки” в экспериментальном зале снаружи бетонного бункера защиты РМ-55 (в том числе и в смысле фоновых условий для рассматриваемых экспериментов), а также для лучшей определенности при этом спектров тормозных γ -квантов желательно обеспечить на выходе из бункера РМ-55 только пучок образуемых в радиаторе тормозных γ -квантов без примеси первичных электронов из РМ-55. Эту задачу можно решать (особенно при желании работать с очень тонкими радиаторами (с толщиной t_{rad} , скажем, $\lesssim 10^{-2} X_0$, где X_0 – радиационная длина материала радиатора [20, 21], заметим, что роль такого радиатора может, в частности, играть и выходная Ti-фольга) и характеристными для них спектрами тормозных фотонов [21]), установив внутри бункера РМ-55 после радиатора по ходу пучка очищающий магнит (в этом случае цилиндр Фарадея на повернутом пучке электронов – дополнительный монитор их пучка).

Другой путь (особенно при готовности работать с относительно толстыми радиаторами с соответствующими им увеличенными полными потоками, но “искаженными” энергетическими спектрами

тормозных фотонов) – установить сразу после радиатора с его высоким атомным номером Z (например, Та, у которого $Z = 73$ и $X_0 \approx 4$ мм) поглотитель прошедших радиатор электронов из материала с низким атомным номером (например, С, у которого $Z = 6$, а соотношение ионизационных и радиационных потерь энергии падающих электронов с $E_e \approx 55$ МэВ сильно смещено в пользу первых [22]) и с толщиной поглотителя больше пробега электронов (см., например, [22]). Во втором случае при размещении на электрически изолированной подставке блока из радиатора и такого поглотителя из графита измерение тока с такого блока, вызываемого падающим пучком электронов, дает монитор этого пучка.

В качестве оперативных относительных мониторов пучка тормозных фотонов (особенно перед исследуемой мишенью внутри указанной выше Рb-защиты) предполагается использовать тонкостенные воздушные ионизационные камеры (см., например, [23]). Кроме того, перед и после исследуемой мишени при сравнительно долговременных облучениях предполагается установка тонких, например, медных фольг для активационного мониторинга γ -пучка (см. об этом, например, в [24]).

В настоящей работе по программам [19] находились абсолютные потоки тормозных γ -квантов N_γ с энергиями $E_\gamma > (20 \text{ или } 30) \text{ МэВ}$, близкими к порогам рассматриваемых фотоядерных реакций. Величины N_γ находились в расчете на 10^3 падающих на радиатор электронов из их общего числа N_e (т.е. находились величины $(N_\gamma/N_e) \cdot 10^3$) для Та-радиаторов в зависимости от $t_{\text{rad}} = t_{\text{Ta}}$ для набора коллиматоров, устанавливаемых на расстоянии 3 м от радиатора и имеющих различные диаметры D_{coll} от 1 см до 10 см с шагом 1 см. На рис. 1 приведены в качестве примера такие зависимости для диапазона t_{Ta} от 0.01 до 2 мм. Видно, что примерно при $t_{\text{Ta}} \approx 1$ мм для всех указанных значений D_{coll} у всех этих зависимостей наблюдаются пологие максимумы.

С учетом изложенного в предыдущем абзаце ниже рассматриваются только случаи с Та-радиатором, когда $t_{\text{Ta}} = 1$ мм. Кроме того, при этом учитывается сравнительно слабая зависимость плотности потока образуемых в таком радиаторе тормозных фотонов, проходящих через коллиматор, находящийся на расстоянии 3 м от радиатора, в зависимости от смещения от оси γ -пучка. В таком учете выделяются отдельные зоны со своими значениями $D_{\gamma\text{-beam}}$: центральный круг с $D_{\gamma\text{-beam}} = 1$ см и последующие кольца с шириной $(\Delta D_{\gamma\text{-beam}})/2 = 0.5$ см каждое, а затем для каждого кольца вычисляются средние ступенчатые ослабления средней плотности потока γ -квантов по отношению к такой плотности для указанного централь-

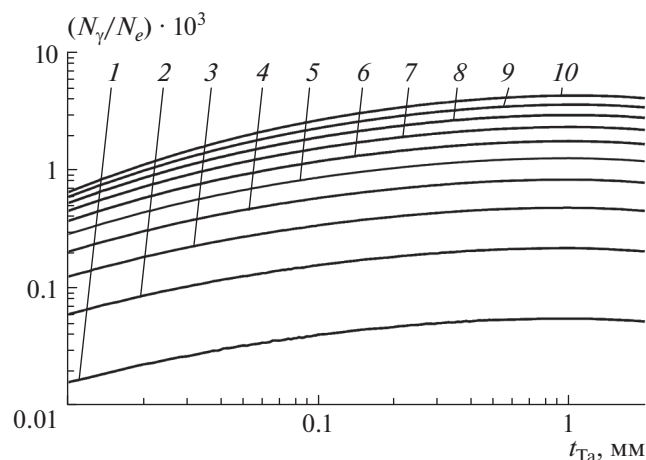


Рис. 1. Поток тормозных γ -квантов из Ta-радиатора в расчете на 10^3 электронов с кинетической энергией $E_e = 55$ МэВ, падающих на радиатор, в зависимости от его толщины t_{Ta} для разных диаметров осевых коллиматоров γ -пучка $D_{\gamma-beam}$ на расстоянии 3 м после радиатора (номер кривой = $D_{\gamma-beam}$ в см).

ного круга. При этом считается, что за пределами D_{coll} γ -пучок и/или вторичные электроны (позитроны) отсутствуют.

ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ РАСПАДОВ В МИШЕНИ ^{12}B И ^{12}N

При указанных в конце предыдущего раздела условиях были рассчитаны суммарные эффективности ϵ (в расчете на один акт β -распада) регистрации двумя вышеописанными NaI-спектрометрами и испускаемых β -частиц от распадов ^{12}B или ^{12}N , образованных под действием первичных γ -квантов из радиатора, и образуемых этими β -частицами в исследуемых мишенях вторичных γ -квантов. При этом речь идет о мишенях из графита с плотностью $2.2 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ и из жидкого азота с плотностью $0.8 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Использовалось идеализированное представление об эффективности регистрации (она принималась равной 1 для всех вносимых β -частицами или γ -квантами энергий больших 16 кэВ в области NaI-монокристаллов и равной 0 при меньших вносимых в эти области энергиях) и о функции отклика NaI-спектрометров (в качестве нее выбиралась δ -функция для всех вносимых энергий больших 16 кэВ).

На рис. 2 представлены результаты расчетов этих эффективностей ϵ в зависимости от диаметров мишеней D при указанных в предыдущем абзаце условиях для случаев, когда диаметры мишени D и заколлимированного падающего на мишень γ -пучка $D_{\gamma-beam}$ совпадают, то есть при $D_{\gamma-beam} = D$ (сплошные линии 1–4 на рис. 2), и при $D_{\gamma-beam} =$

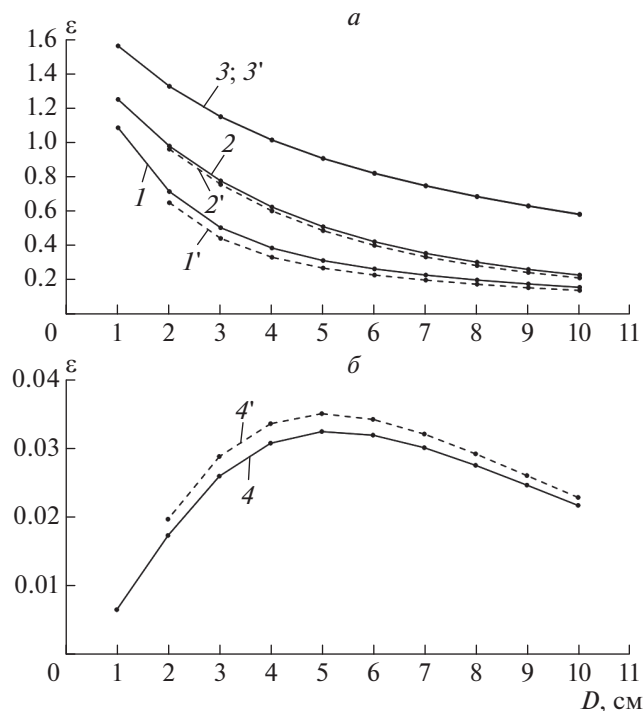


Рис. 2. Эффективность ϵ регистрации двумя NaI-спектрометрами распадов в мишенях ^{12}B и/или ^{12}N в зависимости от диаметра мишени D . Сплошные кривые – $D_{\gamma-beam} = D$; штриховые кривые – $D_{\gamma-beam} = D - 1$ см. *a* – регистрируются независимо β -частицы и/или вторичные γ -кванты; *б* – регистрируются на совпадения два γ -кванта от аннигиляции затормозившихся позитронов. 1 и 1' – мишень – графит, распады ^{12}B от реакции (1); 2 и 2' – мишень – жидкий азот, распады ^{12}B от реакции (2); 3 и 3' – мишень – жидкий азот, распады ^{12}N от реакции (3); 4 и 4' – мишень – жидкий азот, распады ^{12}N от реакции (3).

$= D - 1$ см (штриховые линии 1'–4' на рис. 2). Последние случаи рассматриваются из-за желания ослабить влияние первичного γ -пучка на работу NaI-спектрометров. В этих расчетах плотности образованных ядер в мишенях ^{12}B или ^{12}N вдоль длины мишеней берутся постоянными (т.е. игнорируется ослабление γ -пучка в мишени вдоль ее толщины t_{target}), а для распределения этих плотностей в мишенях, по диаметру падающего на мишень γ -пучка $D_{\gamma-beam}$ учитываются относительные усредненные ослабления плотности этого пучка по зонам по сравнению с центральной зоной, о которых указано в конце предыдущего раздела.

На рис. 2*a*: линии 1 и 1' – для графитовой мишени и регистрации распадов образуемых в реакции (1) ядер ^{12}B ; линии 2 и 2' – для жидко-азотной мишени и регистрации распадов образуемых в реакции (2) ядер ^{12}B ; линии 3 и 3' – для жидко-азотной мишени и регистрации распадов образуемых

в реакции (3) ядер ^{12}N (в этом случае линии 3 и 3' практически не различимы). Полученные значения $\epsilon > 1$ связаны с тем, что могут регистрироваться и β -частица, и образуемый ею γ -квант сразу в двух NaI-спектрометрах. Во всех этих случаях наблюдаются существенные спады рассчитанных значений ϵ при росте D .

Положение усложняется для приведенных на рис. 2б линий 4 и 4' — для жидко-азотной мишени и регистрации распадов образуемых в реакции (3) ядер ^{12}N путем регистрации на совпадении двумя NaI-спектрометрами двух разлетающихся в противоположные стороны γ -квантов от аннигиляции остановившихся позитронов (β^+ -частиц от распадов ^{12}N). При этом в расчетах для регистрации этих аннигиляционных γ -квантов брались события в каждом NaI-монокристалле с выделениями энергии 511 ± 5 кэВ. Здесь у кривых 4 и 4' видны максимумы при $D = 5$ см и спад ϵ при уменьшении D , связанные с тем, что в этих расчетах при малых D не хватает вещества, чтобы эффективно тормозить испускаемые β^+ -частицы в самой мишени.

НЕКОТОРЫЕ ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ОБРАЗОВАНИЕ ^{12}B И ^{12}N И РЕГИСТРАЦИЮ ИХ РАСПАДОВ

Предполагается, что распады ядер ^{12}B и/или ^{12}N , образованных в мишенях падающим пучком первичных тормозных γ -квантов, регистрируются во временных интервалах между импульсами пучка ускорителя с последующей декомпозицией измеряемых скоростей счета импульсов (см., например, [25]), регистрируемых здесь NaI-спектрометрами. Чтобы ослабить наведенную активность, образованную во время предпоследнего импульса ускорителя для каждого интервала измерения между импульсами пучка, предполагаются измерения при частоте повторения импульсов ускорителя 6.25 с^{-1} .

С другой стороны, для оптимизации условий предполагаемых измерений интересно рассмотреть зависимости значений величин $(N_\gamma/N_e) \cdot 10^3 \cdot \epsilon$ в зависимости от диаметра мишени $D = D_{\gamma\text{-beam}}$ (т.е. равного здесь диаметру γ -пучка), которым пропорциональны количества образуемых и регистрируемых ядер. В этом рассмотрении мы использовали введение указанных выше зон мишени и для вычисления потока первичных падающих на мишень γ -квантов, и для вычисления эффективности регистрации ϵ , а затем брали суммарную величину по всем зонам. На рис. 3 представлены такие суммарные величины, найденные при условиях, аналогичных тем, которые использовались в расчетах для рис. 2. Обозначения и смысл приведенных кривых на рис. 3а и 3б аналогичны тем, которые приведены выше для рис. 2а и 2б. В

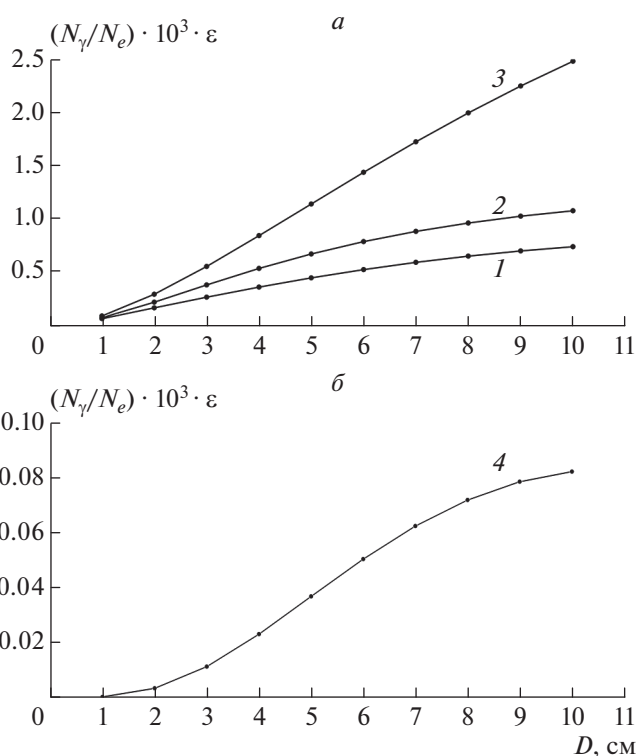


Рис. 3. Величины $(N_\gamma/N_e) \cdot 10^3 \cdot \epsilon$ в зависимости от диаметра мишени $D = D_{\gamma\text{-beam}}$. Условия для: используемых частей рис. 3а и 3б; типов линий для кривых; цифр на кривых — все аналогичны использованным для рис. 2а и 2б.

отличие от поведения кривых на рис. 2а для кривых на рис. 3а наблюдается рост при росте D . У кривой 4 на рис. 3б также наблюдается рост при росте D , но здесь в свою очередь необходимо учитывать те замечания, которые выше были приведены в связи с поведением кривых 4 и 4' на рис. 2б в связи с неоптимальным выбором условий регистрации β^+ -распадов ^{12}N с помощью NaI-спектрометров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в настоящей работе результаты внушают некоторый оптимизм по поводу реалистичности рассматриваемых экспериментов.

Предполагаемые следующие шаги в этом направлении: развитие проводимых расчетов с внесением необходимых поправок для оптимизации условий регистрации аннигиляционных γ -квантов в NaI-монокристаллах; оценки для графитовой мишени ожидаемых количеств образуемых ядер ^{12}B и абсолютной скорости счета регистрируемых распадов этих ядер; измерения фоновых условий на макете установки с графитовой мишенью.

Авторы благодарны В.И. Шведуну за поддержку работы и полезные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <http://nucldata.nuclear.lu.se/toi>.
2. <http://www.talys.eu>.
3. *Herman 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., Джилавыян Л.З. и др.* Способ идентификации скрытых взрывчатых веществ и наркотиков. Патент РФ № 2444003, 2012.
7. *Джилавыян Л.З.* // ЭЧАЯ. 2019. Т. 50. № 5. С. 637; *Dzhilavyan L.Z.* // Phys. Part. Nucl. 2019. V. 50. No. 5. P. 556.
8. *Бельшев С.С., Джилавыян Л.З., Лапик А.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 4. С. 500; *Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Lapik A.M. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 4. P. 449.
9. *Koning A.J., Rochman D., van der Marck S.C. et al.* // TENDL-2013: TALYS-based evaluated nuclear data library, 2013.
10. *Бельшев С.С., Джилавыян Л.З., Покотилловский 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. No. 5. P. 566.
11. *Ачаковский О.И., Бельшев С.С., Джилавыян Л.З., Покотилловский 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.
12. *Dzhilavyan L.Z.* // Proc. EMIN-2015. (Moscow, 2016). P. 12.
13. *Cook B.C.* // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 300.
14. *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.* // JETP. 1964. V. 19. P. 1007.
15. *Zubakov D., Sutton R.A., Thompson M.N., Jury J.W.* // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 1957.
16. *Бельшев С.С., Джилавыян Л.З., Стопани К.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 4. С. 509; *Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Stopani K.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 4. P. 458.
17. *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. Tech. 2018. V. 61. P. 173.
18. *Джилавыян Л.З., Лапик 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.
19. GEANT-4. Version: geant4 9.5.0. Physics ref. manual, 2011.
20. *Rossi B., Greizen K.* // Rev. Mod. Phys. 1941. V. 13. P. 240.
21. *Seltzer S.M., Berger M.J.* // Nucl. Instrum. Meth. B. 1985. V. 12. P. 95.
22. *Pages L., Bertel E., Joffre H., Sklavenitis L.* Pertes d'énergie, parcours et rendement de freinage pour les électrons de 10 keV à 100 MeV dans les éléments simples et quelques composés chimiques. Rapport CEA-R-3942. Saclay: Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, 1970.
23. *Джилавыян Л.З., Недорезов В.Г.* // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1529; *Dzhilavyan L.Z., Nedorezov V.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. P. 1444.
24. *Aliiev R.A., Belyshev S.S., Furkina E.B. et al.* // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2020. V. 326. P. 1099.
25. *Джилавыян Л.З., Покотилловский 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.

On the measurements at the pulse electron accelerator of the products of reactions $^{13}\text{C}(\gamma, p)$; $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$; $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ with registration of ^{12}B - and ^{12}N -induced activity

S. S. Belyshev^a, L. Z. Dzhilavyan^{b, *}, A. M. Lapik^b

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

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

*e-mail: dzhil@inr.ru

The issues of measuring the yields of $^{13}\text{C}(\gamma, p)$ -, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$ -, and $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ -reactions are model-considered by means of ^{12}B - and ^{12}N -activity registration between the electron accelerator pulses using NaI-spectrometers. There were found as fluxes of γ -quanta incident on the target depending on the thickness of the radiator and collimation angles as registration efficiency for β -particles from ^{12}B - and ^{12}N -decay. For measuring the reaction yields, the influence of factors connected with the diameters of the target and the incident γ -beam was estimated.