

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук



О.И. Ачаковский, С.С. Бельшев, Л.З. Джилавян,
Ю.Н. Покотиловский

Сечения реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$
и эмиссия γ -квантов, электронов, позитронов из характерных
мишеней при распадах образованных в них ^{12}N и ^{12}B

препринт
preprint

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН
1399/2015
МАРТ 2015

МОСКВА 2015 MOSCOW

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук



О.И. Ачаковский¹ С.С. Бельшев², Л.З. Джилавян³,
Ю.Н. Покотилловский⁴

Сечения реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$
и эмиссия γ -квантов, электронов, позитронов из характерных
мишеней при распадах образованных в них ^{12}N и ^{12}B

¹ГНЦ РФ Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского, Обнинск.

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего
профессионального образования Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва.

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований
Российской академии наук, Москва

⁴Лаборатория нейтронной физики имени И.М. Франка Объединенного института ядерных
исследований, Дубна.

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН

1399/2015

МАРТ 2015

МОСКВА

2015

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences
60-th October Anniversary prospect 7a,
Moscow 117312, Russia

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук
проспект 60-летия Октября, 7а
Москва, 117312

О.И. Ачаковский С.С. Бельшев, Л.З. Джилаван,
Ю.Н. Покотиловский

Сечения реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$,
 $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ и эмиссия γ -квантов, электронов,
позитронов из характерных мишеней
при распадах образованных в них ^{12}N и ^{12}B

Для сечений реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$,
 $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, используемых в разрабатываемом фото-
ядерном методе обнаружения скрытых взрывчатых
веществ, проведены компиляция известных
экспериментальных и модельно-расчетных данных,
а также самостоятельные расчеты по программам
TALYS и EMPIRE. По программам GEANT
и MCNP проведены расчеты эмиссии γ -квантов,
электронов, позитронов из характерных мишеней
при распадах ^{12}N и ^{12}B , образованных в этих мише-
нях.

О.И. Ачаковский С.С. Бельшев, Л.З. Джилаван,
Ю.Н. Покотиловский

Сечения реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$,
 $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ и эмиссия γ -квантов, электронов,
позитронов из характерных мишеней
при распадах образованных в них ^{12}N и ^{12}B

Препринт 1399/2015

Март 2015

Подписано в печать 01.02.2015

Ф-т 60x84/8. Уч.-изд.л. 1,0. Зак. 22347 Тираж 100 экз.

Бесплатно

Печать цифровая
Издательский отдел

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

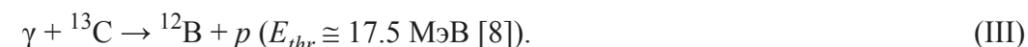
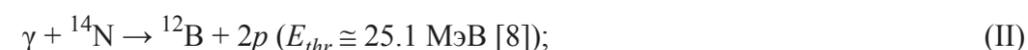
117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а

ISBN 978-5-94274-286-7

© Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук, 2015
Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences, 2015

Введение

Для наружного контроля объектов с целью обнаружения скрытых взрывчатых веществ был предложен в трех модификациях [1], [2–4] и [5–7] метод, основанный на генерации короткоживущих радиоизотопов ^{12}N (β^+ -распад, период полураспада $T_{1/2} \cong 11.0$ мс, максимальная кинетическая энергия испускаемых в распаде β -частиц $E_{\beta \text{ max}} \cong 16.316$ МэВ [8, 9]) и ^{12}B (β^- -распад, $T_{1/2} \cong 20.2$ мс, $E_{\beta \text{ max}} \cong 13.368$ МэВ [8, 9]) в реакциях:



В первой модификации [1] метода предлагается использовать только реакцию (I) с регистрацией на совпадения двух разлетающихся в противоположные стороны вторичных γ -квантов с энергией $\cong 0.511$ МэВ, испускаемых при превалирующей двухфотонной аннигиляции затормозившихся позитронов от β^+ -распадов образованных в мишени радиоизотопов ^{12}N . Во второй модификации [2–4] метода предлагается использовать реакции (I) и (II) с регистрацией γ -квантов (прежде всего, тормозных), испускаемых при распадах образованных в мишени радиоизотопов ^{12}N и ^{12}B . При этом во второй модификации метода реакция (III) рассматривается как источник фона, который необходимо исключать. В третьей модификации [5–7] метода предлагается использовать для и обнаружения, и идентификации взрывчатых веществ все три реакции (I)–(III) с регистрацией в зависимости от времени γ -квантов (а также электронов и позитронов), образованных при распадах ^{12}N и ^{12}B .

Для выяснения реалистичности и чувствительности этого метода в разных его модификациях, а также проведения оптимизации различных условий работы фотоядерного детектора взрывчатых веществ необходима информация о сечениях σ реакций (I), (II) и (III) в зависимости от энергии падающих фотонов E_γ .

Компиляция имеющихся экспериментальных и модельно-расчетных данных о сечениях указанных реакций, а также самостоятельные модельные расчеты этих сечений вместе с сопоставлением и анализом сведений об этих сечениях из так образуемой их совокупности – первая задача данной работы.

Важным аспектом, влияющим на характеристики фотоядерного детектора взрывчатых веществ, являются потоки и спектры вторичных γ -квантов, электронов и позитронов, испускаемых из объекта в результате распадов образованных в нем под действием γ -облучения радиоизотопов ^{12}N и ^{12}B . Проведение модельных расчетов для определения масштабов потоков этих частиц и формы их спектров для характерных объектов – вторая задача данной работы.

1. Сечения реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$

Ограниченность экспериментальной информации для обсуждаемых фотоядерных реакций, с одной стороны, делает актуальным критическое рассмотрение методических аспектов уже проведенных экспериментов, а с другой стороны, вынуждает обращаться к модельным расчетам сечений этих реакций. В настоящем разделе приводятся экспериментальные и модельно-расчетные данные о сечениях фотоядерных реакций (I), (II) и (III) (см. строки 1÷6, 7÷11 и 12÷17 в табл. 1 и подразделы 1.1, 1.2 и 1.3 соответственно). В столбцах табл. 1 последовательно даны: рассматриваемая реакция; источник сведений; максимум сечения рассматриваемой реакции σ_{\max} ; энергия падающих фотонов E_{\max} , соответствующая максимуму сечения реакции; значения E_1 и E_2 (где $E_1 < E_2$), такие, что $\sigma(E_\gamma = E_1) = \sigma(E_\gamma = E_2) = 0.5\sigma_{\max}$; полная ширина распределения сечения реакции $\text{FWHM} \equiv (E_2 - E_1)$; величина

$$\sigma_{\max} \times \text{FWHM} \approx \sigma_{\text{int}}(E_{\text{int}}) \equiv \int_{E_{\text{thr}}}^{E_{\text{int}}} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (1)$$

где E_{int} – верхний предел интегрирования для сечения реакции; величина

$$(\sigma_{\max} \times \text{FWHM}) \times [0.5(E_1 + E_2)]^{-1} \approx \sigma_{-1}(E_{\text{int}}) \equiv \int_{\text{thr}}^{\text{int}} \frac{\sigma(E_\gamma) dE_\gamma}{E_\gamma} \sim$$

$$\sim \int_{E_{\text{thr}}}^{E_{\text{int}}} \Phi(E_\gamma, E_e) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma \equiv Y(E_e = E_{\text{int}}) \approx \frac{X_p \sigma_{\text{int}}(E_{\text{int}})}{X_{0p} E_{\text{eff}}} \approx \frac{X_p \sigma_{\text{int}}(E_{\text{int}})}{X_{0p} 0.5(E_1 + E_2)}, \quad (2)$$

где: $\int_{E_{\text{thr}}}^{E_{\text{int}}} \Phi(E_\gamma, E_e) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma \equiv Y(E_e = E_{\text{int}}) -$

Таблица 1. Экспериментальные (э) и модельно-расчетные (р) параметры сечений реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ и $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$

	реакция	источник данных	σ_{\max} , мкб	E_{\max} , МэВ	E_1 , МэВ	E_2 , МэВ	$\text{FWHM} \equiv (E_2 - E_1)$, МэВ	$\sigma_{\max} \times \text{FWHM}$, МэВ×мкб	$(\sigma_{\max} \times \text{FWHM}) / 0.5(E_1 + E_2)$, мкб
1	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	эксперимент [10]	-	-	-	-	-	$(5.5 \pm 2) \times 10^2$	-
2	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	расчет [4]	500	33	31.5	40	8.5	4250	118.9
3	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	расчет [11]	20	48	36	69	33	660	12.6
4	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	расчет [12]	2.6	45	36.8	64.6	27.8	72.3	1.4
5	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	наш расчет по [13]	2.6	45.5	36.6	64.4	27.8	72.3	1.4
6	$^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$	наш расчет по [14]	4.9	41.8	35.2	53.2	18	88.2	2.0
7	$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$	эксперимент [15]	-	-	-	-	-	9.4×10^3	$0.02 Y_{\text{total}}$
8	$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$	расчет [4]	0.5	45	32	58	26	13	0.3
9	$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$	расчет [11]	40	39	32	51	19	760	18.3
10	$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$	расчет [12]	2.6	35	30	48	18	46.8	1.2
11	$^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$	наш расчет по [13]	2.7	37	30.2	47.7	17.5	47.3	1.2
12	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	эксперимент [16]	8×10^3	23	21	27	6	48×10^3	2×10^3
13	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	расчет [4]	2×10^3	22	20.5	25.5	5	10×10^3	435
14	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	расчет [11]	1×10^3	24.5	23	30	7	7×10^3	264
15	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	расчет [12]	538	20	18.8	26.8	8	4.30×10^3	189
16	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	наш расчет по [13]	538	20	18.6	26.1	7.5	4.04×10^3	181
17	$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$	наш расчет по [14]	1075	25.6	21.3	28.7	7.4	7.96×10^3	318

выход рассматриваемой реакции при спектре γ -излучения $\Phi(E_\gamma, E_{\gamma \max})$, имеющем по энергии γ -квантов E_γ верхнюю границу $E_{\gamma \max}$; $E_{\gamma \max} = E_e$ для тормозного излучения электронов в радиаторе при кинетической энергии падающих на ра-

диатор электронов E_e ; для тонкого радиатора с толщиной X_p при радиационной длине для материала радиатора X_{0p} имеем $\Phi(E_\gamma, E_e) \approx X_p(X_{0p}E_\gamma)^{-1}$ [17].

При этом для такого радиатора:

$$Y(E_e) \approx \frac{X_p}{X_{0p}} \int_{E_{thr}}^{E_e} E_\gamma^{-1} \sigma(E_\gamma) dE_\gamma \equiv \frac{X_p}{X_{0p}} \sigma_{-1}(E_e). \quad (3)$$

1.1. Сечение реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$

Ограниченная экспериментальная информация о сечении реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ нам известна только из [10] (см. строку 1 в табл. 1), где для энергий падающих фотонов E_γ от порога реакции до ~ 120 МэВ дана $\sigma_{int} \cong (5.5 \pm 2) \times 10^2$ МэВ \times мкб. Измерения в [10] проводились на импульсном линейном ускорителе, в прямом пучке электронов которого размещался «сэндвич» из W радиатора толщиной ≈ 1 мм и следующего за ним меламинового ($\text{N}_6\text{C}_3\text{H}_6$) образца. При этом: частота повторений импульсов пучка ≈ 10 Гц; относительный монитор пучка – воздушная ионизационная камера; для абсолютных измерений выход ^{12}N сопоставлялся с β^+ -активностью от облученной полистироловой пленки, так что было можно «опереться» на измеренное ранее сечение реакции $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$. В [10] измерения осуществлялись во временных интервалах между импульсами пучка ускорителя с помощью небольшого магнитного β -спектрометра, в фокальной плоскости которого для детектирования β^+ -частиц использовались на совпадения два счетчика Гейгера (с подбираемыми поглотителями), отсчеты которых регистрировались пятиканальным временным анализатором с задержками временных ворот. Первые ворота временного анализатора открывались через 15 мс после импульса пучка, чтобы отойти от фона, связанного с медленными нейтронами. Приводимая в [10] кривая распада измерена при установке магнитного спектрометра на $E_\beta \approx 8$ МэВ (примерный максимуму спектра первичных β^+ -частиц при распадах ядер ^{12}N , см. раздел 2). Счет не наблюдался, если вместо меламинового образца использовался графитовый или если поглотители устанавливались так, что потери энергии в их толщине доходили до энергии выделяемых спектрометром β -частиц. Эффективность спектрометра определялась на основе: результатов трассировки с помощью токнесущей нити; результатов интегрирования по орбитам и по β -спектру; учета поправок на рассеяние в поглотителях. Авторы [10] указывали, что малый выход реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ не позволил получить более детальные сведения о сечении.

Особенности методики измерений в [10] (детектирование актов распадов

ядер ^{12}N путем «совпадатальной» регистрации частиц от этих распадов, а также упомянутые выше проверки) направлены на увеличение надежности измерения сравнительно малых величин выходов и сечений реакции при большом фоне, вызванном, прежде всего, образуемыми при облучениях фотонейтронами, и в условиях больших электромагнитных «наводок», связанных с работой мощных импульсных устройств ускорителя. Представляется, что наряду с «совпадатальной» методикой для подавления фона с целью улучшения соотношения «эффект / фон» были существенны возможности в этом смысле магнитного спектрометра с устанавливаемыми вокруг него защитными материалами. С другой стороны, относительно малый захватываемый спектрометром с исследуемой мишени телесный угол, в сочетании с энергетическим уровнем и его разбросом для регистрируемых β^+ -частиц могли вызывать дополнительные ограничения на допускаемую толщину облучаемых мишеней, а также на достигаемые скорость счета и полные количества зарегистрированных полезных событий и отсюда на получаемый объем информации о выходах и сечениях исследуемой реакции.

Результаты [10] проанализированы в [18]. При этом на основании сопоставления с измеренными в [19] с помощью камеры Вильсона в магнитном поле выходами реакций $^{14}\text{N}(\gamma, n)$ и $^{14}\text{N}(\gamma, pn)$ (см. об этом также в [15], выполненной также с использованием камеры Вильсона в магнитном поле) отмечалось, что низкая величина выхода реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)$ связана с ее конкуренцией с реакцией $^{14}\text{N}(\gamma, pn)$, у которой $E_{thr} \cong 12.5$ МэВ [8].

В работе [4] представлены сведения о сечениях реакций (I)–(III) (см. для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ на рис. 1 соответствующую кривую и строку 2 в табл. 1), которые, видимо, являются модельно-расчетными, но при этом не указаны ни их источник, ни использованная модель. Тем не менее, поскольку эти сведения приведены в опубликованной работе группы, активно разрабатывавшей одну из модификаций рассматриваемой методики фотоядерного обнаружения взрывчатых веществ, мы посчитали необходимым продемонстрировать их в настоящей работе и сопоставить с другими экспериментальными и расчетными сведениями.

К настоящему времени для модельных расчетов фотоядерных реакций на легких ядрах с вылетом одного-двух нуклонов (в частности, реакций (γ, p) , $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 2p)$, рассматриваемых в настоящей работе) при энергиях падающих фотонов от порогов этих реакций до порогов фотомезонных реакций наиболее «признанными», по-видимому, можно считать две группы моделей (с учетом их развития): EMPIRE (см. [14, 20, 21]) и TALYS (см. [12, 13, 22]).

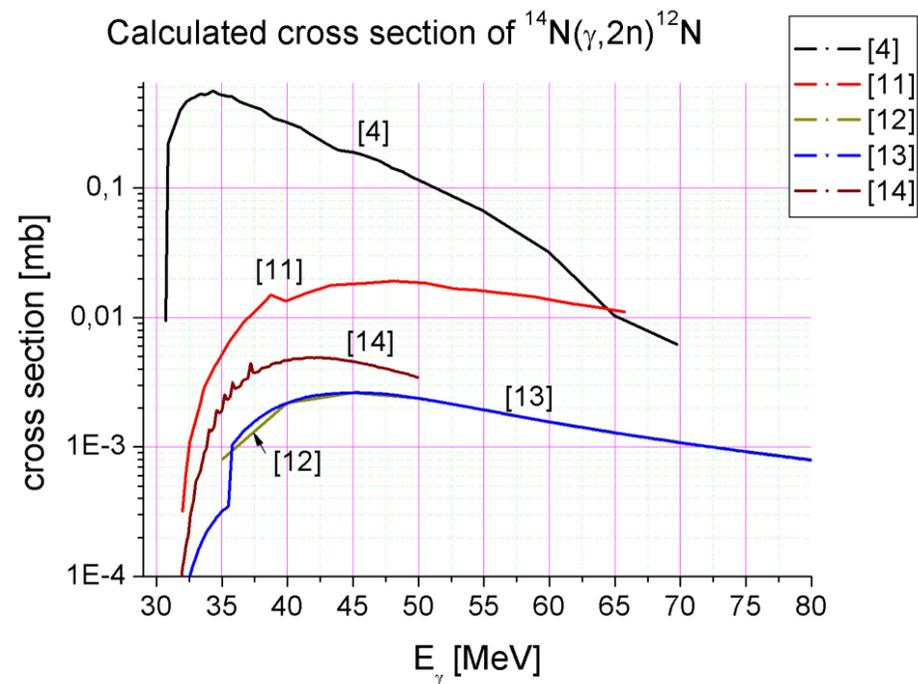


Рис. 1. Модельно-расчетные сечения реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ в зависимости от энергии фотонов E_γ из [4], [11], [12] и наших расчетов по [13] и по [14]

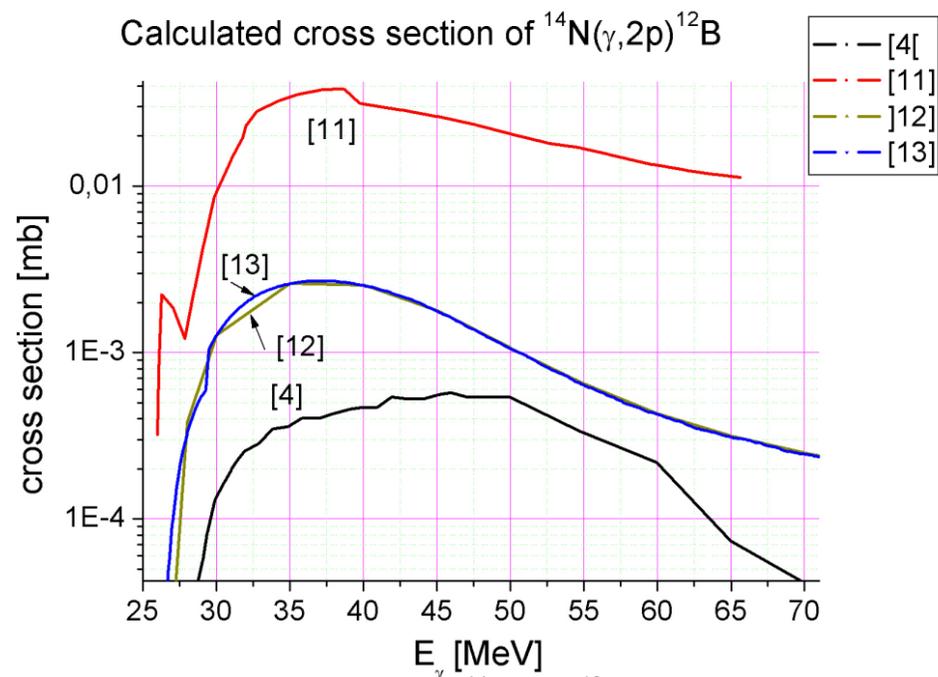


Рис. 2. Модельно-расчетные сечения реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ в зависимости от энергии фотонов E_γ из [4], [11], [12] и нашего расчета по [13]

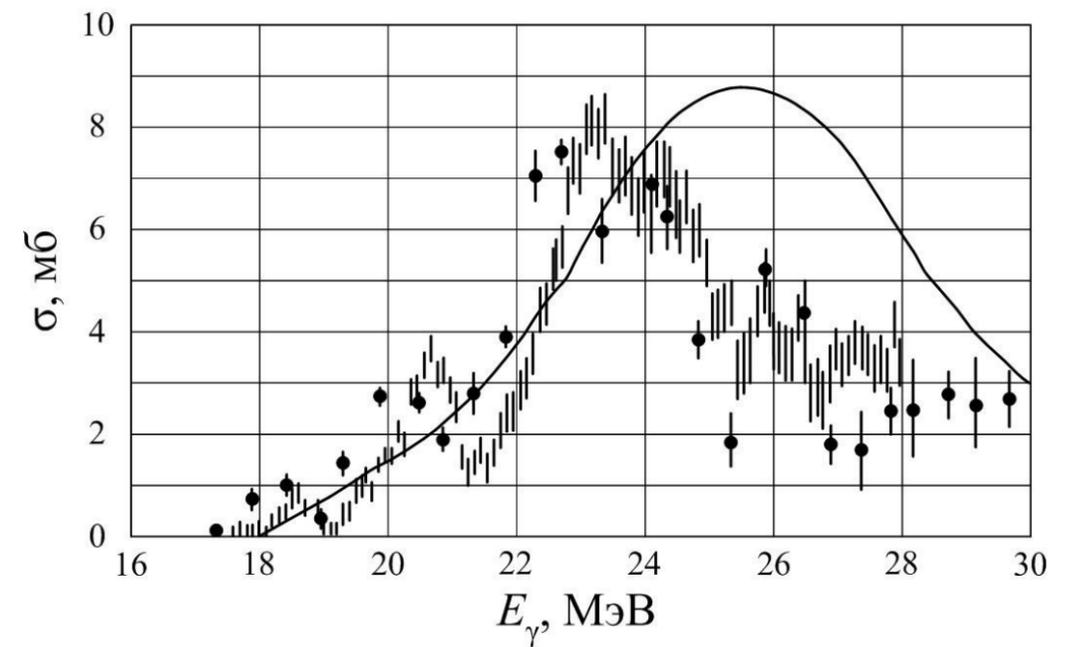


Рис. 3. Результаты измерений сечения реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ в зависимости от энергии фотонов E_γ . Сплошная линия – [24]; кружки с “усами” ошибок – [25]; вертикальные штрихи – [16]

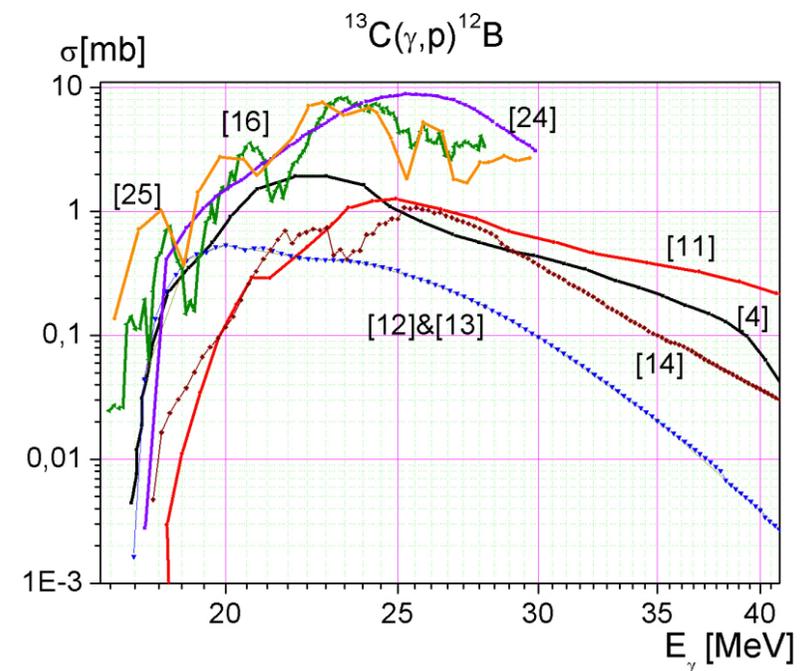


Рис. 4. Для реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ в зависимости от энергии фотонов E_γ экспериментальные сечения из [16], [24], [25], а также модельно-расчетные сечения из [4], [11], [12] и наших расчетов по [13] и по [14]

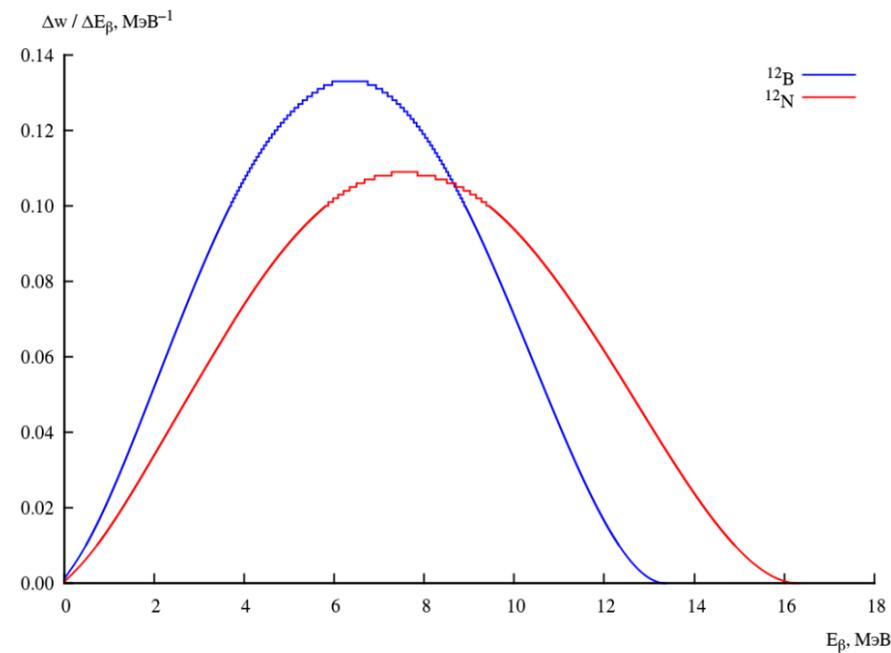


Рис. 5. Спектры первичных β -частиц [9], испускаемых при распадах ^{12}N и ^{12}B .

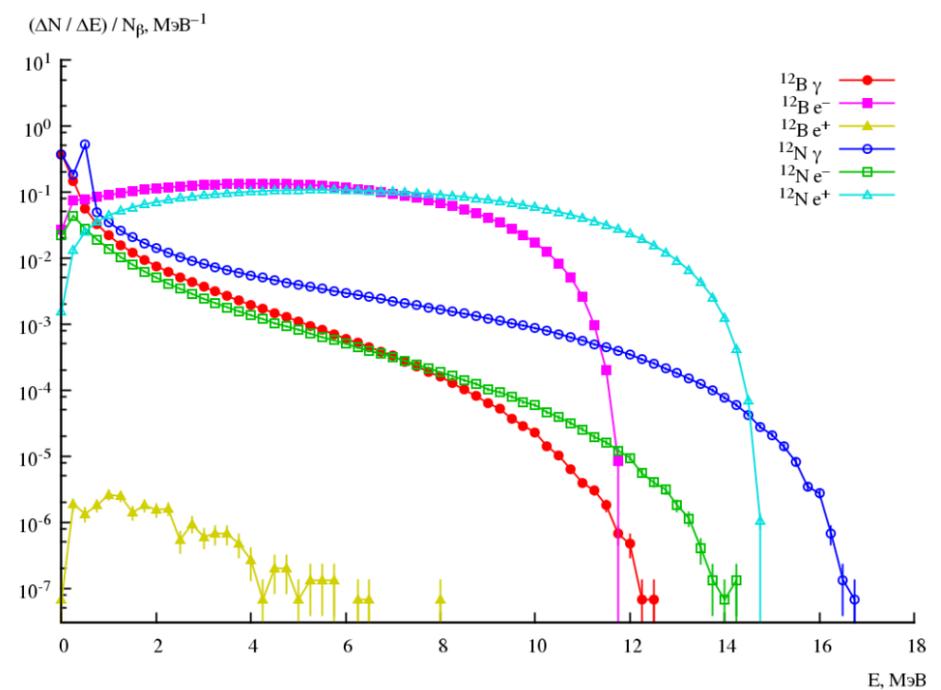
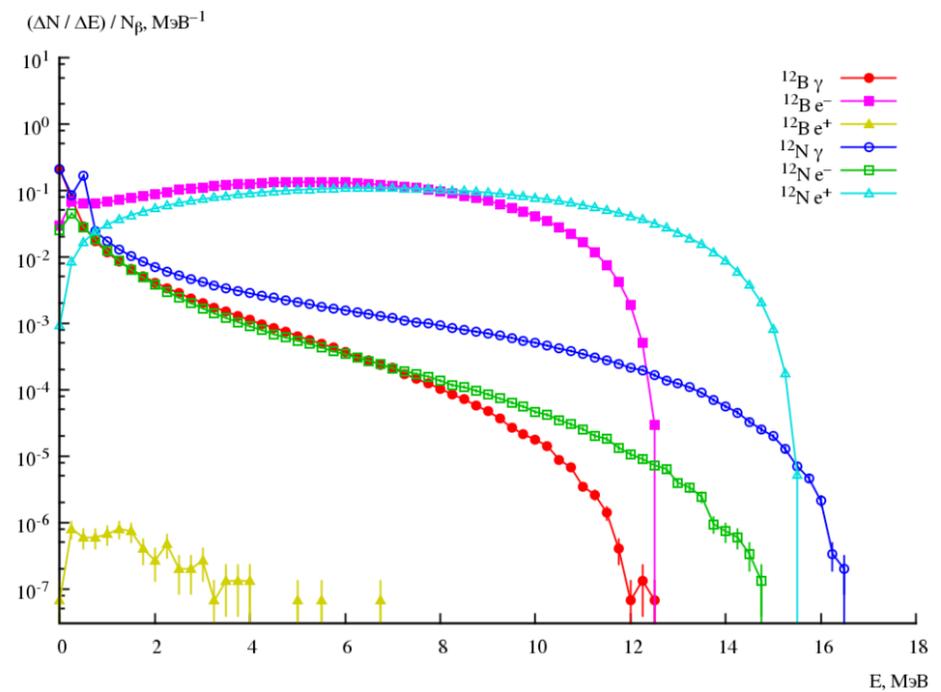


Рис. 6 а, б. Рассчитанные по GEANT-4 спектры γ -квантов, электронов и позитронов, образуемых при распадах находящихся в центре сферы ^{12}N или ^{12}B и испускаемых с поверхности этой сферы, имеющей: состав материала из одинаковых количеств атомов H, C, N и O; $\varnothing 20$ см; плотности $0.05 \text{ г}\times\text{см}^{-3}$ (а) и $0.10 \text{ г}\times\text{см}^{-3}$ (б)

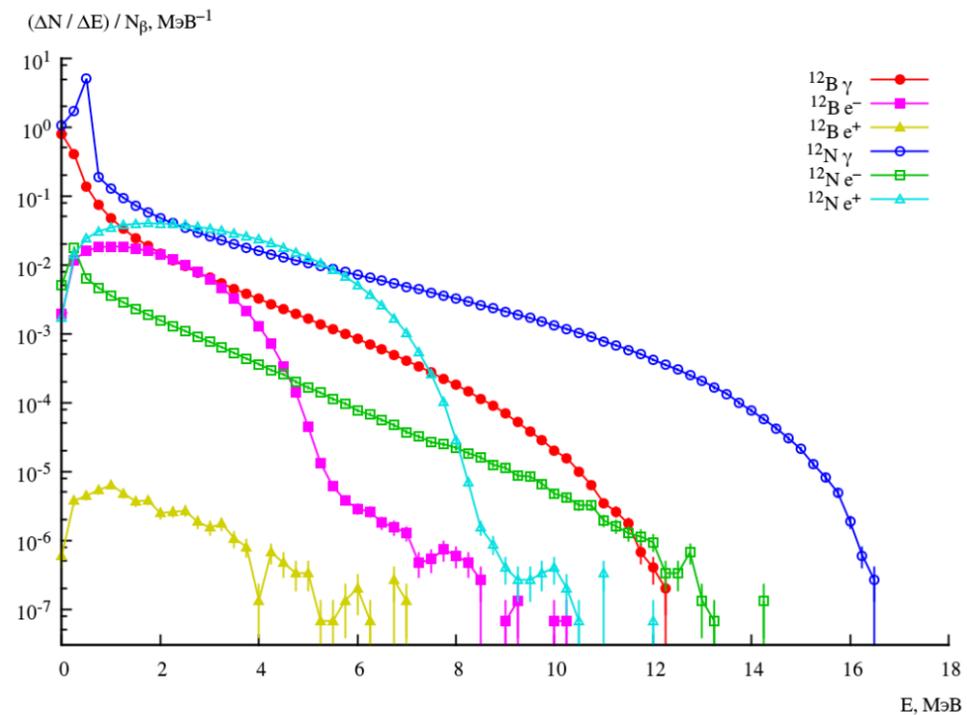
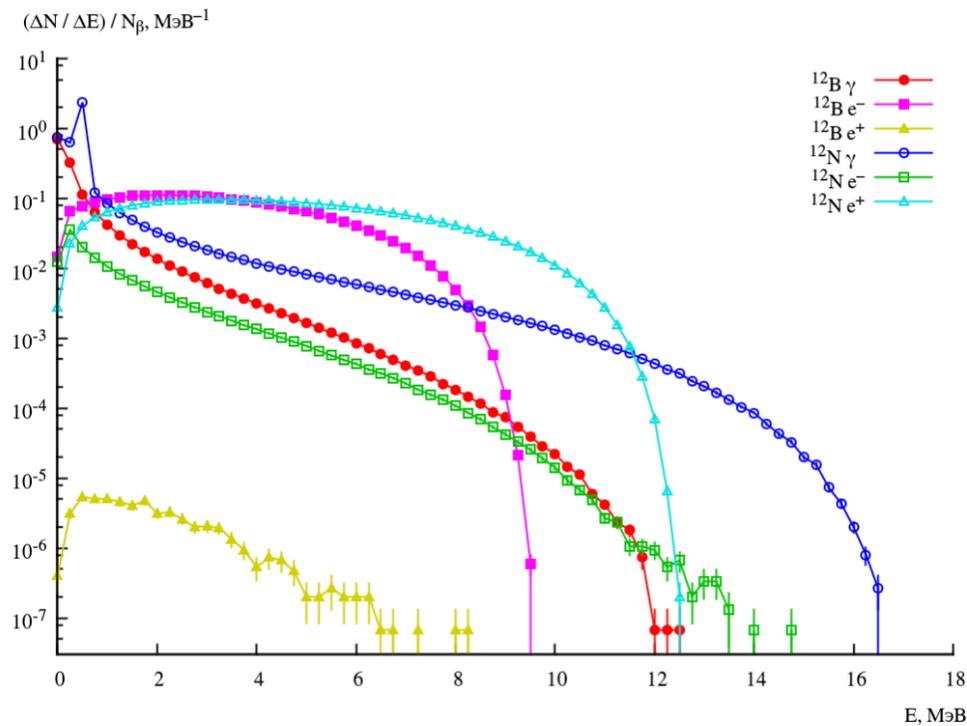


Рис. 6 в, г. То же, что на Рис. 6 а, б, но при плотностях $0.25 \text{ г}\times\text{см}^{-3}$ (в) и $0.50 \text{ г}\times\text{см}^{-3}$ (г)

Таблица 2 а. Рассчитанные интегральные величины (N_γ/N_b) , (N_{e^-}/N_b) , (N_{e^+}/N_b) для испускаемых с поверхности сферы с $\varnothing 20 \text{ см}$, с равномерно заполненной экваторной смесью Н, С, N, O полной плотности $\rho = 0.05 \text{ г}\times\text{см}^{-3}$ 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 ^{12}B и ^{12}N

$E_{\min}, \text{ МэВ}$	^{12}B			^{12}N		
	(N_γ/N_b)	(N_{e^-}/N_b)	(N_{e^+}/N_b)	(N_γ/N_b)	(N_{e^-}/N_b)	(N_{e^+}/N_b)
0.00	0.0964622	1.030753	0.0000017	0.1514109	0.0432367	0.9764873
0.25	0.0449067	1.023273	0.0000017	0.0999925	0.0368657	0.9762524
0.50	0.0262349	1.006506	0.0000015	0.0787881	0.0256480	0.9741238
0.75	0.0189971	0.9906320	0.0000013	0.0369227	0.0186820	0.9699192
1.00	0.0147454	0.9746823	0.0000012	0.0308534	0.0141287	0.9638890
1.25	0.0118569	0.9579952	0.0000010	0.0265875	0.0110431	0.9562364
1.50	0.0097478	0.9401718	0.0000008	0.0233616	0.0088585	0.9470329
1.75	0.0081277	0.9210928	0.0000006	0.0208026	0.0072623	0.9364143
2.00	0.0068539	0.9005654	0.0000005	0.0187011	0.0060497	0.9243907
2.25	0.0058252	0.8785214	0.0000005	0.0169324	0.0051060	0.9110279
2.50	0.0049765	0.8549432	0.0000003	0.0154277	0.0043591	0.8962902
2.75	0.0042685	0.8296474	0.0000003	0.0141102	0.0037530	0.8801296
3.00	0.0036708	0.8030188	0.0000002	0.0129514	0.0032491	0.8627451

Таблица 2 б. То же, что в Табл.2 а, но при плотности $\rho = 0.10 \text{ г}\times\text{см}^{-3}$

$E_{\min}, \text{ МэВ}$	^{12}B			^{12}N		
	(N_γ/N_b)	(N_{e^-}/N_b)	(N_{e^+}/N_b)	(N_γ/N_b)	(N_{e^-}/N_b)	(N_{e^+}/N_b)
0.00	0.1792894	0.9653172	0.0000054	0.3418807	0.0460918	0.9260397
0.25	0.0858234	0.9586143	0.0000054	0.2488031	0.0406566	0.9256536
0.50	0.0488919	0.9400967	0.0000050	0.2029205	0.0297834	0.9223062
0.75	0.0349277	0.9207433	0.0000046	0.0724777	0.0229174	0.9160204
1.00	0.0268186	0.8998584	0.0000042	0.0601226	0.0181676	0.9071590
1.25	0.0213773	0.8774160	0.0000035	0.0514764	0.0147201	0.8961038
1.50	0.0174362	0.8533365	0.0000029	0.0449857	0.0121426	0.8831479
1.75	0.0144389	0.8278437	0.0000026	0.0398566	0.0101642	0.8685126
2.00	0.0120963	0.8009346	0.0000021	0.0356688	0.0086047	0.8522945
2.25	0.0102087	0.7728129	0.0000017	0.0321551	0.0073452	0.8346750
2.50	0.0086664	0.7435159	0.0000013	0.0291634	0.0063226	0.8156920
2.75	0.0073846	0.7131532	0.0000012	0.0265598	0.0054683	0.7954708
3.00	0.0063126	0.6819882	0.0000010	0.0242754	0.0047503	0.7741878

Таблица 2 в. То же, что в Табл.2 а, но при плотности $\rho = 0.25 \text{ г}\times\text{см}^{-3}$

E_{\min} , МэВ	^{12}B			^{12}N		
	(N_{γ}/N_{β})	$(N_{e^{-}}/N_{\beta})$	$(N_{e^{+}}/N_{\beta})$	(N_{γ}/N_{β})	$(N_{e^{-}}/N_{\beta})$	$(N_{e^{+}}/N_{\beta})$
0.00	0.3502372	0.5579051	0.0000135	1.101774	0.0361051	0.6473676
0.25	0.1722497	0.5542164	0.0000134	0.9139876	0.0330449	0.6466817
0.50	0.0922712	0.5379382	0.0000126	0.7568628	0.0242037	0.6410161
0.75	0.0636967	0.5184373	0.0000112	0.1637543	0.0192203	0.6309642
1.00	0.0477172	0.4963116	0.0000100	0.1334120	0.0156984	0.6176079
1.25	0.0372572	0.4720436	0.0000087	0.1123726	0.0130553	0.6015626
1.50	0.0298371	0.4462224	0.0000075	0.0967371	0.0109792	0.5833725
1.75	0.0242895	0.4192909	0.0000065	0.0845608	0.0092944	0.5634471
2.00	0.0200074	0.3917351	0.0000053	0.0747273	0.0079179	0.5422730
2.25	0.0166203	0.3639364	0.0000045	0.0665773	0.0067762	0.5200526
2.50	0.0138860	0.3361672	0.0000037	0.0596654	0.0058127	0.4970823
2.75	0.0116560	0.3087152	0.0000031	0.0537279	0.0049980	0.4736297
3.00	0.0098169	0.2817391	0.0000026	0.0485577	0.0043036	0.4497573

Таблица 2 г. То же, что в Табл.2 а, но при плотности $\rho = 0.50 \text{ г}\times\text{см}^{-3}$

E_{\min} , МэВ	^{12}B			^{12}N		
	(N_{γ}/N_{β})	$(N_{e^{-}}/N_{\beta})$	$(N_{e^{+}}/N_{\beta})$	(N_{γ}/N_{β})	$(N_{e^{-}}/N_{\beta})$	$(N_{e^{+}}/N_{\beta})$
0.00	0.403173	0.045223	0.000013	2.198957	0.013386	0.156416
0.25	0.205886	0.044745	0.000012	1.931676	0.012111	0.155982
0.50	0.104077	0.041790	0.000012	1.504672	0.007724	0.152444
0.75	0.070156	0.037764	0.000010	0.234490	0.006136	0.146342
1.00	0.051801	0.033243	0.000009	0.187986	0.004982	0.138650
1.25	0.039978	0.028625	0.000007	0.155995	0.004092	0.129933
1.50	0.031697	0.024039	0.000006	0.132443	0.003380	0.120466
1.75	0.025585	0.019699	0.000005	0.114247	0.002809	0.110581
2.00	0.020919	0.015733	0.000004	0.099662	0.002335	0.100540
2.25	0.017248	0.012220	0.000004	0.087685	0.001943	0.090563
2.50	0.014322	0.009213	0.000003	0.077649	0.001619	0.080825
2.75	0.011942	0.006697	0.000002	0.069090	0.001345	0.071439
3.00	0.009992	0.004685	0.000002	0.061687	0.001119	0.062509

На рис. 1 и в строке 3 в табл. 1 даны модельно-расчетные сведения о сечении реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ из Evaluated Nuclear Data File database ENDF/B-VII.1 (ENDF/B-VII.1 US Evaluated Nuclear Data Library [20]), которые представлены в работе [11]. На рис. 1 и в строке 4 в табл. 1 даны модельно-расчетные сведения о сечении реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, взятые из TENDL-2013 Nuclear data library (Gamma sub-library) [12]. На рис. 1 и в строке 5 в табл. 1 даны сведения о сечении реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, рассчитанные в настоящей работе по программе TALYS-1.6 при «базовой» установке ее параметров. На рис. 1 и в строке 6 в табл. 1 даны сведения о сечении реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, рассчитанные в настоящей работе по программе EMPIRE-3.1 Rivoli [14] с «базовыми» настройками программы, за исключением выбора лоренциана для силовой радиационной функции и параметров оптического потенциала (для силовой радиационной функции выбран вариант EGLO [14], а для выбора параметров оптического потенциала использован RIPL3 [23]).

1.2. Сечения реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$

Ограниченную экспериментальную информацию о сечении реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ удалось обнаружить только в [15], где сообщаются результаты измерений для ^{14}N выходов парциальных фотоядерных реакций при $E_e \approx 90 \text{ МэВ}$ – кинетической энергии электронов, падающих на внутренний радиатор синхротрона. Измерения проводились с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле и заполненной газовой смесью с основными по массе компонентами из азота и гелия. Подробно исследованная ранее реакция $^4\text{He}(\gamma, p)$ использовалась для контроля мониторинга тормозного γ -пучка. Треки частиц в камере Вильсона подвергались стереоскопической фоторегистрации, а затем обработке с учетом измеряемых для треков плотности ионизации, длины пробега, кривизны, углов разлета частиц, образуемых при фотодезинтеграции облучаемых ядер. Такая обработка предоставляет большие аналитические возможности для взаимной проверки получаемых результатов. Кроме того, несмотря на то, что эксперимент проводился на тормозном пучке сплошного спектра при фиксированных E_e и соответственно $E_{\gamma \max}$, такая обработка позволила, например, для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, p)$ восстанавливать энергии γ -квантов E_{γ} , вызывавших реакцию, и получить зависимость ее сечения $\sigma(E_{\gamma})$, а также величины $\sigma_{int}(E_e \approx 90 \text{ МэВ}) \approx 76 \text{ МэВ}\times\text{мб}$ и $E_{eff} \approx 0.5(E_1+E_2) \approx 23 \text{ МэВ}$. В [15] даны выходы парциальных фотоядерных реакций на ^{14}N в долях от полного выхода $Y_{total}(E_e \approx 90 \text{ МэВ})$ реакций фото-

дезинтеграции ядер ^{14}N . В частности, для реакций $^{14}\text{N}(\gamma, p)$, $^{14}\text{N}(\gamma, n)$, $^{14}\text{N}(\gamma, pn)$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$ по отношению к $Y_{total}(E_e \approx 90 \text{ МэВ})$ имеем из [15] выходы соответственно 28%, 16%, 35%, 2%. В табл. 1 (строка 7) наряду с относительным выходом дана для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$ величина $\sigma_{int}(E_e \cong 90 \text{ МэВ}) \cong 9.4 \text{ МэВ} \times \text{мб}$, полученная путем сопоставления ее с тем же для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, p)$ с помощью соотношений (2), причем для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)$ бралось $0.5(E_1 + E_2) \approx 40 \text{ МэВ}$ на основе расчетных величин E_1 и E_2 в строках 9–11 в табл. 1.

Надо отметить, что в проводимых в [15] измерениях с камерой Вильсона мишень и «рабочее тело детектора» совпадают, что обеспечивает высокую эффективность такого способа регистрации происходящих событий фотодеинтеграции атомных ядер. К сожалению, несмотря на значительные достоинства камер Вильсона для измерений выходов и сечений фотоядерных реакций на легких элементах, к настоящему времени из-за сравнительной сложности и громоздкости камер Вильсона и трудоемкости обработки получаемой на них трековой информации их использование повсеместно прекратилось, а необходимая при этом «сумма технологий» в значительной степени утеряна.

На рис. 2 и в строке 8 в табл. 1 даны сведения о сечении реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ из работы [4] (см. в подразделе 1.1 замечания об этих сведениях). На рис. 2 и в строке 9 в табл. 1 даны модельно-расчетные сведения о сечении реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{N}$ из Evaluated Nuclear Data File database ENDF/B-VII.1 (ENDF/B-VII.1 US Evaluated Nuclear Data Library [20]), которые представлены в работе [11]. На рис. 2 и в строке 10 в табл. 1 даны модельно-расчетные сведения о сечении реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{N}$, взятые из TENDL-2013 Nuclear data library (Gamma sub-library) [12]. На рис. 2 и в строке 11 в табл. 1 даны сведения о сечении реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{N}$, рассчитанные в настоящей работе по программе TALYS-1.6 [13] при «базовой» установке ее параметров.

1.3. Сечения реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$

На рис. 3 представлены измеренные в [16, 24, 25] сечения реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ в зависимости от энергии фотонов E_γ . Наблюдается приемлемо хорошее для целей рассматриваемой задачи согласие этих результатов между собой. В строке 12 в табл. 1 мы ограничились только наиболее подробным из них результатом работы [16]. Тем не менее, полезно указать методические особенности измерений во всех этих работах.

Работы [16, 24, 25] выполнены на циклических ускорителях электронов с

внутренними радиаторами тормозных фотонов (на бетатронах в [16, 24] и синхротроне в [25]).

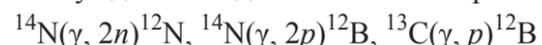
В [16, 24] пучки генерируемых тормозных фотонов выводились через коллиматоры $\varnothing \sim 25 \text{ мм}$ на облучаемые мишени (с размерами $\varnothing 9.5 \text{ мм}$ и длиной $l \cong 203 \text{ мм}$ в [24] и $\varnothing 37 \text{ мм}$ и $l \cong 97 \text{ мм}$ в [16]) и мониторировались ионизационными камерами. В частности, в [16] тонкостенной ионизационной камерой, располагаемой после коллиматора перед мишенью и калибруемой предварительно с помощью толстостенной «абсолютной» камеры. В [16, 24] использовались мишени с обогащением по ^{13}C (до $\sim 65\%$ в [24] и $> \sim 85\%$ в [16]), и внешние по отношению к этим мишеням детекторы частиц, сопровождающих распады образуемых в мишенях радиоизотопов (6 счетчиков Гейгера, симметрично расположенных вокруг облучаемой мишени в Pb-защите толщиной $\approx 38 \text{ мм}$, в [24], а в [16] два NaI-детектора, расположенные по обе стороны от мишени перпендикулярно оси пучка и имеющие защиту из сборок стальных «кирпичей» толщиной 15 см вокруг NaI-детекторов). В [16, 24] применялись меры против повышенной фоновой загрузки детекторов на время импульса пучка и первое время после него, в частности, в [16] использовалось «запирание» ФЭУ в NaI-детекторах, кроме того, устанавливался довольно высокий порог регистрации в NaI-детекторах ($\sim 2.6 \text{ МэВ}$).

В работе [25] подробности использованной методики эксперимента изложены скупно. Но подчеркнем, что в [25] кристалл стибьена использовался и как мишень, и как детектор, регистрирующий распады образуемых радиоизотопов, что обеспечило высокую эффективность регистрации и позволило работать с необогащенной по ^{13}C мишенью. Кроме того, в [25] вводился порог так, что распады образуемых ^{10}C и ^{11}C не регистрировались.

На рис. 4 и в строке 13 в табл. 1 даны сведения о сечениях реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ из [4]. На рис. 4 и в строке 14 в табл. 1 даны модельно-расчетные сечения реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ из Evaluated Nuclear Data File database ENDF/B-VII.1 (ENDF/B-VII.1 US Evaluated Nuclear Data Library [20]), представленные в работе [11]. На рис. 4 и в строке 15 в табл. 1 даны модельно-расчетные сведения о сечении реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, взятое из TENDL-2013 Nuclear data library (Gamma sub-library) [12]. На рис. 4 и в строке 16 в табл. 1 даны сведения о сечении реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, рассчитанные в настоящей работе по программе TALYS-1.6 при «базовой» установке ее параметров. На рис. 4 и в строке 17 в табл. 1 даны сведения о сечении реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$, рассчитанные в настоящей работе по программе EMPIRE-3.1 Rivoli [14] с «базовыми» настройками за исключени-

ем выбора лоренциана для силовой радиационной функции и параметров оптического потенциала (для силовой радиационной функции был выбран вариант EGLO [14], а для параметров оптического потенциала были использованы свои данные из RIPL3 [23]).

1.4. Обсуждение сведений о сечениях реакций



Как следует из изложенного в подразделах 1.1, 1.3 достаточно полные (для рассматриваемой в настоящей работе фотоядерной методики обнаружения скрытых взрывчатых веществ) согласующиеся между собой экспериментальные сечения имеются только для реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$. Для каждой из реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ имеется только по одной экспериментальной работе и только с интегральными характеристиками сечений, но с учетом того, что заявленные точности при этом невысоки, а также принимая во внимание сложности методик, использованных в [10, 15], желательны независимые измерения (даже интегральные!).

Указанные в подразделах 1.1, 1.3 используемые для модельных расчетов сечений реакций программы EMPIRE (см. [14, 20, 21]) и TALYS (см. [12, 13, 22]) претерпевали со временем развитие и взаимное влияние, в результате которых, в частности, удалось добиться существенного сближения их предсказаний для сечений реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ (см. в табл. 1 строки 3 и 4, с одной стороны, и строки 5 и 6, с другой стороны). К сожалению, при этом обнаруживаются большие различия между такими сближенными друг с другом предсказаниями расчетов и имеющимися экспериментальными сведениями. Если со значительными «натяжками» и можно попытаться считать, что расчеты примерно правильно (по крайней мере, с учетом весьма умеренных требований к точности информации о сечениях реакций, как это имеется для реакций (I)-(III), рассматриваемых в настоящей работе), передают gross-структуру сечений фотоядерных реакций с испусканием одного-двух нуклонов из легких ядер (см. рис 4 для реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$), то уровни абсолютных модельных обсуждаемых сечений (и соответствующих им интегральных величин) могут примерно на порядок (и даже более!) уступать уровням соответствующих экспериментальных сечений. Так, для величин интегральных сечений s_{int} экспериментальные значения примерно превышают модельные, полученные: для реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ по EMPIRE в 6.0 раз и по TALYS в 11.9 раз; для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ по EMPIRE в 6.2 раз и по TALYS в 7.6 раз; для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ по TALYS даже в 200(!) раз. Таким образом, наблюдается занижение интеграль-

ных характеристик этих сечений по сравнению с экспериментальными данными. В том смысле для нас несомненный интерес представляет то, что в недавней работе [30] также говорится для реакции $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$ в широком диапазоне энергий возбуждения ядра о большом занижении расчетных сечений, полученных, в частности, по EMPIRE и TALYS, по сравнению с измеренными.

Особняком в табл. 1 стоят сведения о сечениях рассматриваемых реакций, приведенные в [4]. Если для величины интегрального сечения σ_{int} экспериментальное значение превышает для реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ величину из [4] в 4.8 раз, что находится в разумной близости к предсказаниям, полученным по EMPIRE, то для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ экспериментальное σ_{int} превышает величину из [4] в $\sim 720(!)$ раз, а для реакции $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ экспериментальное значение σ_{int} уступает(!) величине из [4] в $\sim 7.7(!)$ раз.

2. Расчеты эмиссии из характерных мишеней γ -квантов, электронов, позитронов при распадах ^{12}N и ^{12}B , образованных в этих мишенях

Энергетические спектры первичных β -частиц, испускаемых при распадах ^{12}N и ^{12}B , экспериментально изученные в [27], хорошо (по крайней мере, для наших целей) описываемые теорией (см., например, [28]) и протабулированные в [9], представлены на рис. 5.

Исходя из спектров первичных β -частиц, были рассчитаны с использованием программ как GEANT-4 [29], так и MCNPX-5 [30] для энергетических спектров вторичных γ -квантов от торможения этих β -частиц в веществе мишени. Проверка корректности расчетов, проведенная путем сопоставления их результатов, полученных по обеим указанным программам, выявила хорошее согласие этих расчетов между собой. Поэтому здесь далее мы приводим результаты, полученные с помощью программы GEANT-4, поскольку в этом случае удалось получить более полный объем интересующей информации. Из этих расчетов получены количества фотонов, а также электронов и позитронов для «характерных мишеней» из эквипланной смеси H, C, N и O, имеющих форму сферы диаметром 20 см и значения плотности [или 0.05 (а), или 0.10 (б), или 0.25 (в), или 0.50 (г)] г \times см $^{-3}$. Рассмотрен случай вылета с поверхности такой сферы этих частиц, инициированных распадами радиоизотопов ^{12}B или ^{12}N из их источника в центре сферы. Рассчитывались распределения количеств вылетающих с поверхности частиц по их энергии E (см. рис. 6 а, б, в, г). В табл. 2 а, б, в, г в расчете на одну испуска-

емую при распаде ^{12}B и ^{12}N в центре сферы β -частицу даны соответствующие интегральные количества выходящих с поверхности сферы γ -квантов, электронов и позитронов, превышающих различные значения E . Представляется, что эти расчеты полезны и для выбора в различных вариантах разрабатываемого и обсуждаемого в настоящей работе фотоядерного методе обнаружения скрытых взрывчатых веществ подходящего детектора вторичных γ -квантов (а также электронов и позитронов), испускаемых при распадах ^{12}B и ^{12}N , и для оценок ожидаемой чувствительности этого метода.

Заключение

Результаты настоящей работы выявили значительное занижение рассчитанных по моделям TALYS и EMPIRE уровней сечений на легких ядрах для фотоядерных реакций с испусканием одного-двух фотонов по сравнению с экспериментально полученными, что указывает на необходимость существенного развития этих претендующих на универсальность и широко используемых моделей описания ядерных реакций. С другой стороны, из этого следует, что для разработки фотоядерного способа обнаружения скрытых взрывчатых веществ остро нужна именно экспериментальная информация о сечениях и выходах реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$. По этой причине в настоящей работе уделено значительное внимание деталям методик, использованных в предыдущих экспериментальных исследованиях сечений и выходов обсуждаемых реакций. Анализ имеющихся данных показывает, что нужны измерения указанных сечений и выходов при энергиях от порогов реакций и до, по крайней мере, ~ 60 МэВ.

Полученные в настоящей работе дифференциальные и интегральные потоки вторичных γ -квантов, электронов и позитронов, приведенные к одному акту распада, указывают, во-первых, что для указанных измерений сечений и выходов реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ привлекательно использование активационной методики с регистрацией таких вторичных частиц от распадов короткоживущих нарабатываемых радиоизотопов ^{12}N и ^{12}B , а во-вторых, снабжают необходимой информацией, важной при проведении оценок чувствительности обсуждаемого фотоядерного метода обнаружения скрытых взрывчатых веществ.

Выражаем благодарности А.И. Кареву и В.Г. Раевскому за инициирование и стимулирующие обсуждения аспектов настоящей работы, Б.С. Ишханову и С.П. Камерджиеву за поддержку ее выполнения и В.В. Варламову за помощь в поисках необходимой информации.

Литература

1. Alvarez L.W. // Patent US 4756866: July 12, 1988.
2. Rosander S. and Trower W.P. // Proc. of the Indo-Soviet Seminar on Microtrons (Indore, India, 1992). ISRN KTH / ALA / PR-92 / 3-SE (1992).
3. Trower W.P. // Nucl. Instrum. Methods. B. 1993. V.79. P. 589.
4. Knapp E.A., Moler R.B., Saunders A.W., and Trower W.P. // Appl. Rad. Isot. 2000. V. 53. P. 711.
5. Dzhilavyan L.Z., Karev A.I., Laptev V.D., and Raevsky V.G. // Proc. of XII Intern. Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei "EMIN-2009", Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, 2010. P. 75.
6. Джилавян Л.З., Карев А.И., Раевский В.Г. // Известия РАН. Сер. физ. 2011, Т. 75, № 2. С. 277.
7. Карев А.И., Раевский В.Г., Джилавян Л.З., Бразерс Л.Д., Вилхайд Л.К. // Патент RU № 2444003 С1, 27.02.2012. Бюл. № 6; Karev A.I., Raevsky V.G., Dzhilavyan L.Z., Brothers L.J., and Wilhide L.K. // Patent US 8,582,712 B2, November 12, 2013.
8. Tables of Isotopes, 7th Edition. / Ed. Lederer C.M. and Shirley V.S. New York: Wiley, 1978.
9. Ekstrom L.P. and Firestone R.B. WWW Table of Radioactive Isotopes. LBNL Isotopes Project. LUNDS Universitet, Cited February 28 1999. <http://ie.lbl.gov/toi/>
10. Panofsky W.K.H. and Reagan D. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 543.
11. Hunt A.W., Harmon J.F., and Stoner J. // An analysis of the VFCT detector system. Idaho Accelerator Center. Idaho State University. Pocatello, Idaho, 83209-8263.
12. 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
13. TALYS-1.6. <http://www.talys.eu/>
14. Herman M., et al. // EMPIRE-3.1 Rivoli. User's Manual. February 8, 2012.
15. Komar A.P., Krzhemenek Ya., and Yavor I.P. // Nucl. Phys. 1962. V. 34. P. 551.
16. Zubanov D., Sutton R.A., Thompson M.N., and Jury J.W. // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 1957.
17. Rossi B. and Greizen K. // Rev. Mod. Phys. 1941. V. 13. P. 240.
18. O'Connell J., Dyal P., and Goldemberg J. // Phys Rev. 1959. V. 116. P. 173.
19. Gaertner E.R. and Yeater M.L. // Phys. Rev. 1950. V. 77. P. 714.
20. Evaluated Nuclear Data File (ENDF) database. ENDF/B-VII.1: ENDF/B-VII.1 US Evaluated Nuclear Data Library <https://www-nds.iaea.org/ndf/>; Chadwick M.B., et al. // "ENDF/B-VII.1 nuclear data for science and technology: Cross sections, covariances, fission product yields and decay data" Nucl. Data Sheets. 2011. V. 112. P. 2887.
21. Herman M., et al. // "EMPIRE, Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation". Nucl. Data Sheets. 2007. V. 108. P. 2655.

22. Koning A.J., Hilaire S., and Duijvestijn M.C. // "TALYS-1.0". Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology - ND2007 (2007, Nice, France, edited by O. Bersillon et al.): EDP Sciences, 2008. P. 211; Koning A., Hilaire S., and Goriely S. // TALYS-1.4. A nuclear reaction program. User Manual (December, 2011) <http://www.talys.eu/fileadmin/talys/user/docs/talys1.4.pdf>.
23. Capote R., Herman M., Obložinský P., et al. // Nuclear Data Sheets 2009. V. 110. P. 3107. <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>
24. Cook B.C. // Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 300.
25. Денисов Н.П., Куликов А.В., Кульчитский Л.А. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1488.
26. Žugec P., et al. // Phys. Rev. C. 2014. V. 90, 021601.
27. Mayer-Kuckuk T. and Michel F.C. // Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 545.
28. Ахмедов Е.Х. // Физическая энциклопедия. Т. 1 (главный редактор Прохоров А.М.). М.: Советская энциклопедия, 1988. С. 190.
29. GEANT-4. Version: geant4 9.5.0 (2-nd December, 2011) // Physics Reference Manual.
30. <http://mcnp.lanl.gov/>

Для заметок