

МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ ФОТОЯДЕРНОГО $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ АКТИВАЦИОННОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ УГЛЕРОДА

Л. З. Джилавян^{a,1}, Ю. Н. Покотиловский^{b,2}

^a Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва

^b Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

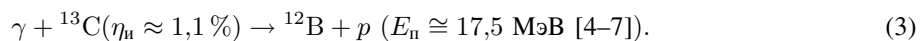
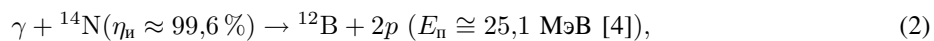
Дается модельное описание активационного детектирования углерода, использующего регистрацию активности ^{12}B , образуемой в графитовой мишени при облучении пучком электронов с энергией 50 МэВ за счет фотоядерной реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)$. Описание проводится с учетом влияния основного фонового процесса, связанного с образованием при облучении фотонейтронов и вызванных ими вторичных фоновых γ' -квантов. Получено приемлемое согласие с результатами экспериментов с учетом неполноты данных об условиях проведения этих экспериментов.

A model description of carbon detecting with registration of ^{12}B activity, produced in a graphite target by a beam of electrons with their energy the 50 MeV due to the photonuclear reaction $^{13}\text{C}(\gamma, p)$, is given. This description was carried out taking into account the main background process connected with production of photoneutrons at irradiation and secondary background γ' quanta caused by them. Acceptable agreement with experimental results, taking into account incompleteness of data about the conditions of these experiments, was obtained.

PACS: 24.30.Cz; 25.20.-x

ВВЕДЕНИЕ

Для наружного контроля объектов с целью обнаружения скрытых взрывчатых веществ и наркотиков предложен в трех модификациях [1, 2] и [3] 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 $E_{\beta \text{ max}} \cong 16,3$ МэВ [4]) и ^{12}B (β^- -распад, $T_{1/2} \cong 20,2$ мс, $E_{\beta \text{ max}} \cong 13,4$ МэВ [4]) в реакциях:



¹E-mail: dzhil@cpc.inr.ac.ru

²Corresponding author, e-mail: pokot@nf.jinr.ru

В первой модификации [1] метода предлагалось использовать только реакцию (1) с регистрацией на совпадения за время ~ 100 мс между короткими ($\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ с) импульсами пучка ускорителя электронов двух γ' -квантов с энергией $\cong 511$ кэВ, испускаемых при двухфотонной аннигиляции затормозившихся позитронов от β^+ -распадов, образованных в мишени ядер ^{12}N . Во второй модификации [2] метода предлагалось использовать реакции (1)–(3) с регистрацией вторичных γ' -квантов (прежде всего, тормозных), испускаемых при распадах образованных в мишени радиоизотопов ^{12}N и ^{12}B . При этом во второй модификации метода для детектирования скрытых взрывчатых веществ реакция (3) рассматривалась как источник фона, который надо исключить. В третьей модификации [3] метода предлагалось использовать для обнаружения и идентификации взрывчатых веществ и наркотиков все три реакции (1)–(3) с разделением вкладов γ' -квантов от распадов ^{12}N и ^{12}B по зависимости скорости счета от времени после импульса пучка.

Как отмечалось, в частности, в [2], изотопы ^{12}N и ^{12}B являются практически уникальными для области, в которой $T_{1/2} \approx 3 - 80$ мс, а $E_n \leq 50$ МэВ. Они таковы среди радиоизотопов, которые могут быть получены в этой области в фотоядерных реакциях с удалением ≤ 3 нуклонов из стабильных ядер-мишеней, не являющихся изотопами азота или углерода и имеющих естественное изотопное содержание $\eta_n \geq 1\%$. Единственное исключение — изотоп ^{13}B (β^- -распад, $T_{1/2} \approx 17,4$ с, $E_{\beta \text{ max}} \approx 13,4$ МэВ [4]) из реакции $\gamma + ^{16}\text{O}$ ($\eta_n \approx 99,8\%$) $\rightarrow ^{13}\text{B} + 3p$ ($E_n \cong 43,2$ МэВ [4]), но есть основания ожидать, что выход этой реакции мал.

Указанные особенности распадных свойств ^{12}N и ^{12}B (включая и значения $E_{\beta \text{ max}}$, см. подробнее в нашей работе [8]) привлекательны для задач выделения их распадов в образуемых активностях γ -облученных объектов и достижения высокого быстродействия обсуждаемого фотоядерного детектора взрывчатых веществ и наркотиков (ДВВН), в частности, благодаря тому, что периоды распада ^{12}B и ^{12}N в $\sim 5 \cdot 10^4$ раз более короткие, чем у ^{11}C ($T_{1/2} \approx 20,4$ мин [4]) и ^{13}N ($T_{1/2} \approx 10,0$ мин [4]), получаемых из реакций $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$ в более традиционном фотоядерном активационном анализе (см., например, [9]). Но для ДВВН, основанного на фотоядерном получении ^{12}N и ^{12}B , имеются серьезные проблемы из-за фона, образуемого фотонейтронами, генерируемыми за время импульса ускорителя. Фон, связанный с фотонейтронами, может приводить к «ложным» составляющим суммарной активности ^{12}B за счет реакции $n + ^{12}\text{C}$ ($\eta_n \approx 98,9\%$) $\rightarrow ^{12}\text{B} + p$ ($E_{n \text{ п}} \cong 12,6$ МэВ [4]) и в случае присутствия бора в реакции радиационного захвата нейтронов $n + ^{11}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{B} + \gamma'$ (см. об этом, например, в [10]). Однако значительно опаснее растянутый во времени после импульса пучка фон от γ' -квантов от реакций радиационного захвата нейтронов, замедляющихся и «гуляющих» по залу облучения проверяемых объектов (например, авиабагажа).

Настоящая работа направлена на выяснение реалистичности этого метода. Работа ДВВН определяется совокупностью сравнительно сложных процессов, зависящих от различных факторов. По крайней мере, часть из этих факторов трудно и дорого оперативно видоизменять экспериментально. Настоятельно необходимы адекватные модельные описания и детальные расчеты эффективностей регистрации детекторов и ожидаемых фонов. До сих пор подобные расчеты не проводились, а предположения о величине и временной зависимости ожидаемых фонов были далеки от реальности. Конечно, для таких модельных описаний, прежде всего, необходима информация о сечениях и выходах вовлеченных ядерных реакций. В нашей работе [11] проанализирована имеющаяся информация о се-

чениях и выходах реакций (1)–(3) и показано, что только для реакции (3) имеется, как представляется, приемлемая по точности информация о ее сечениях. С другой стороны, для этой реакции доступна ограниченная информация из первых экспериментов с углеродными мишенями природного состава [2]. Цель настоящей работы — модельное описание функционирования ДВВН для случая углеродной мишени и его сопоставление с имеющимися экспериментальными результатами. Проводимое здесь модельное описание базируется на расчетах методом Монте-Карло по программе MCNPX-5 [12].

1. ПУЧОК ЭЛЕКТРОНОВ, ЗАЛ ОБЛУЧЕНИЙ И РЕГИСТРАЦИЯ ВТОРИЧНЫХ γ' -КВАНТОВ

В работе [2] энергия падающих (по оси x) электронов $E_e \cong 50$ МэВ; импульсный ток электронов $\cong 4$ мА; длительность импульса пучка $\cong 5$ мкс; число электронов в импульсе $N_e \cong 1,25 \cdot 10^{11}$, что соответствует $\sim 0,02$ мкКл; радиатора нет — тормозные фотоны образуются в самой облучаемой мишени. К сожалению, в [2] нет информации о зале, в котором проводилось облучение мишеней. В нашей модели зал высотой 4 м, длиной и шириной 6 м; на мишень падает вертикально пучок электронов, расстояние от мишени до пола 1 м; стены, пол и потолок зала имеют одинаковую толщину 1 м и выполнены из бетона, состав которого в процентах по числу атомов указан в табл. 1. В [2] и в модели использовались мишени из пиролитического графита, характеристики которых (Z — атомный номер; M — молекулярный вес; η_x — химический и η_n — изотопный

Таблица 1. Элементный состав бетона стен зала облучений (в %)

H	O	Na	C	Al	Si	K	Ca	Fe
8,476	60,41	0,947	0,3	2,48	24,2	0,6855	2,05	0,46

Таблица 2. Характеристики мишени из пиролитического графита

Величина	[2]	Данная модель
Z	6	6
M , г/моль	12,011	12,011
η_x	1	1
$\eta_{^{12}\text{C}}$	0,989	0,989
$\eta_{^{13}\text{C}}$	0,011	0,011
X_0 , г · см ⁻²	43,35	43,35
ρ , г · см ⁻³	$\sim 2,3$	2,3
m , г	300	325,2
Z_m , см	5,08	∅ 6
Y_m , см	5,08	
S_m , см ²	25,81	28,27
X_m , см	5,054	5
X_m , г · см ⁻²	11,625	11,5

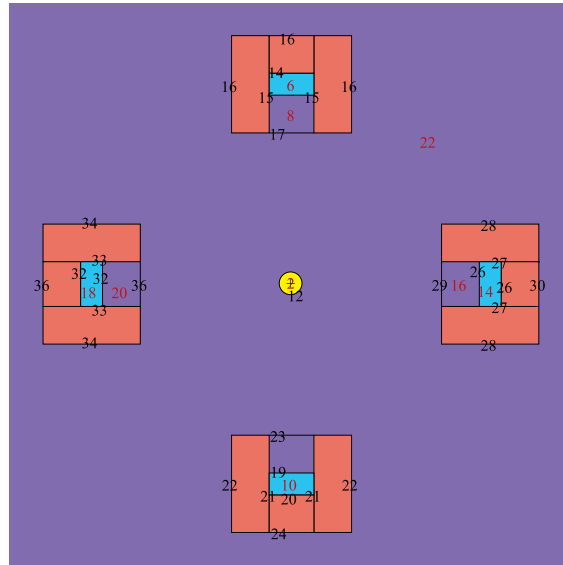


Рис. 1. Используемая в MCNP-расчетах «геометрия» части зала облучений и регистрации. Графитовая мишень в центре, пучок электронов падает на мишень нормально к плоскости рисунка

составы; X_0 — радиационная длина согласно [13, 14]; ρ — плотность; m — масса; X_M , Y_M , Z_M — размеры по соответствующим осям координат) приведены в табл. 2. В модели (близко к тому, как это было в [2]) для регистрации вторичных γ' -квантов использовались четыре пластических сцинтиллятора с толщиной $h \cong 6$ см и диаметром $d = 12$ см, расположенных на расстоянии ≈ 50 см от центра мишени и погруженных в свинцовые защитные «стаканы» с толщинами стенок и дна 10 см (см. на рис. 1 схему части зала облучений и регистрации вторичного излучения). Сцинтилляторы помещены внутри на дне полостей каждого из этих «стаканов», каждая из которых имеет полную глубину 16 см и внутренний диаметр $d = 12$ см и обращена открытым торцом в сторону мишени.

2. СЕЧЕНИЯ, ВЫХОДЫ И КОЛИЧЕСТВО АКТОВ РЕАКЦИИ $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$

Расчет генерации ^{12}B в мишени проводится с использованием спектров потоков тормозных фотонов, полученных методом Монте-Карло. Экспериментальные сечения из [5–7] для реакции (3) показаны на рис. 2.

При работе с тормозными фотонами выход реакции определяется сверткой $Y(E_e)$ сечения реакции со спектром тормозных фотонов. Имеем на один падающий электрон:

$$Y(E_e) dx_M \equiv dx_M \int_{E_{\gamma n}}^{E_e} N_\gamma(E_\gamma, E_e) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma,$$

где dx_M — элемент толщины физической мишени; $\sigma(E_\gamma)$ — сечение фотоядерной реакции; $E_{\gamma n}$ — порог этой реакции. В согласии, например, с [15] для интересующих нас

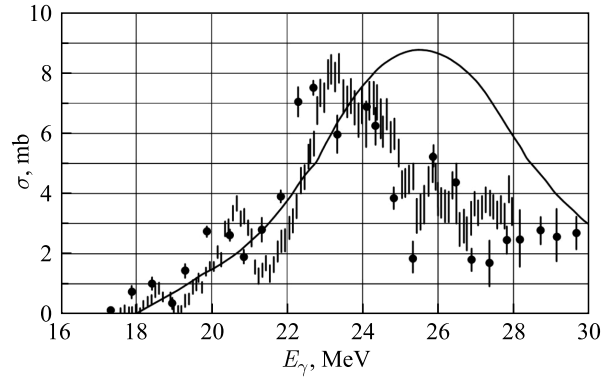


Рис. 2. Данные измерений [5–7] зависимости сечения реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ от E_γ . Сплошная линия — [5]; черные кружки с «усами» ошибок — [6]; вертикальные штрихи — [7]

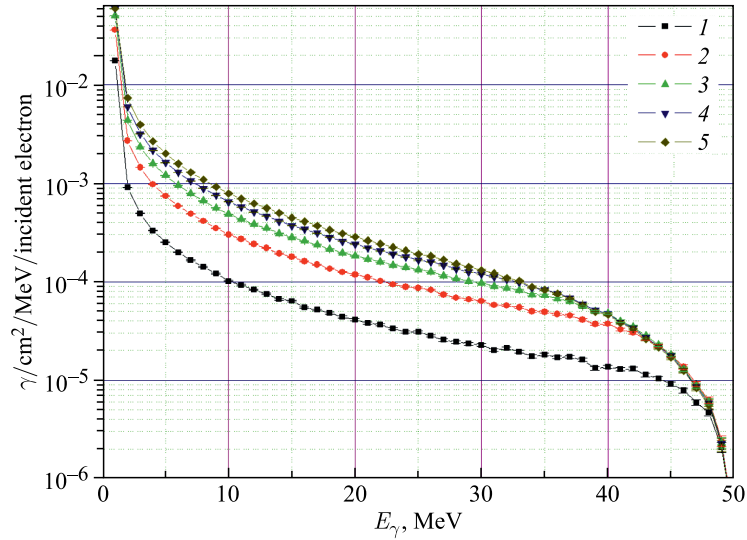


Рис. 3. Рассчитанные усредненные по объему слоев графитовой мишени спектральные плотности тормозных γ -квантов. Цифры обозначают номера слоев по направлению движения пучка электронов

условий (толщины мишеней и энергии электронов) вкладами электроядерных реакций можно пренебречь.

Мишень разбивалась на пять слоев одинаковой толщины $\Delta x = 1$ см. Методом Монте-Карло для узкого пучка падающих на мишень электронов были рассчитаны с «шагом» $\Delta E_\gamma = 1$ МэВ усредненные по объему каждого слоя мишени спектральные плотности тормозных γ -квантов $N_j(E_{\gamma i})$, образуемые на один падающий на мишень электрон (рис. 3). Здесь индекс i указывает интервал энергий E_γ , а индекс j — слой мишени. При этом считалось, что такие тормозные фотоны «работают» по всей толщине рассматриваемого j -го слоя мишени. В результате интегрирования по слоям для всей мишени в расчете на один падающий на мишень электрон с энергией 50 МэВ имеем полное число

образованных ядер ^{12}B $N_{12\text{B}} = \sum N_{ij} \approx 1,39 \cdot 10^{-6}$. Это соответствует $1,73 \cdot 10^5$ ядер ^{12}B на импульс ускорителя в эксперименте [2]. При рассчитанной эффективности регистрации γ -квантов и электронов от распадов ^{12}B детектором в [2] при пороге 10 кэВ, равной $7 \cdot 10^{-4}$, мы имеем ожидаемую скорость счета детектора $N(t) = 3,9 \exp(-t/29)$ (время в мс).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ЭФФЕКТА И ФОНА

Важно иметь информацию о временной зависимости ожидаемого фона нейтронов в зале и его соотношении с измеряемым эффектом от распада образованных ядер ^{12}B . Результаты расчетов иллюстрируются рис. 4. Видна хорошая корреляция временных за-

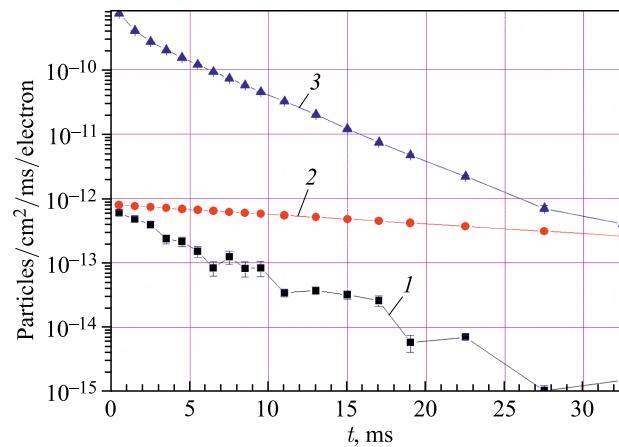


Рис. 4. Рассчитанные временные зависимости плотностей потоков γ -квантов и нейтронов в сцинтилляционном детекторе и зале облучения: 1 — средняя по залу плотность потока γ -квантов, вызванных образованными нейтронами; 2 — плотность потока γ -квантов в сцинтилляционном детекторе от распадов ^{12}B в графитовой мишени; 3 — плотность потока нейтронов в зале

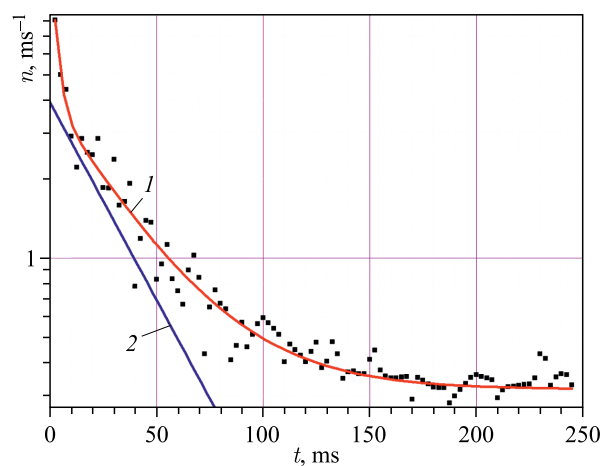


Рис. 5. Сопоставление экспериментального результата [2] с расчетом (пояснения в тексте)

висимостей плотностей потоков γ '-квантов и нейтронов в зале облучения, а также явное доминирование эффекта от распадов ядер ^{12}B над фоном.

Рис. 5 показывает сопоставление экспериментального результата работы [2] с расчетом. Точки соответствуют экспериментальным точкам рис. 5 из [2], кривая 1 дает аппроксимацию этих данных:

$$N(t) = (0,32 \pm 0,03) + (11,4 \pm 1,4) \exp\left(\frac{-t}{2,54 \pm 1,4}\right) + (3,7 \pm 0,2) \exp\left(\frac{-t}{33 \pm 2,3}\right),$$

кривая 2 — рассчитанная кривая счета сцинтилляционного детектора от наработанного в графитовой мишени ^{12}B в расчете на один импульс ускорителя при пороге детектора 10 кэВ. Рассчитанная кривая распада $N(t) = 3,9 \exp(-t/29)$ (время в мс) неплохо согласуется с основной компонентой измеренной в эксперименте [2] временной зависимости скорости счета детектора: $N(t) = (3,7 \pm 0,2) \exp(-t/(33 \pm 2,3))$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчет показывает неплохое соответствие эксперименту [2]. Очевидно, что для обнаружения скрытых соединений углерода требуются более мощные импульсы ускорителя электронов — на уровне 0,1–1 мкК (как у известных импульсных резонансных линейных ускорителей электронов) и более эффективные детекторы за счет увеличения их размеров.

Вклады в фон от фотонейтронов, образованных в поле зала облучений, могут быть существенно ослаблены, поскольку наши начальные модельные оценки показали, что использование «ловушки пучка» позволяет ослабить этот вклад примерно на два порядка. Представляется также, что можно значительно ускорить спад фона от фотонейтронов с ходом времени после импульса пучка при покрытии всех поверхностей стен, потолка и пола (и упомянутой «ловушки пучка») зала облучений проверяемых объектов слоем материалов, имеющих большие сечения захвата нейтронов. Могут помочь также защита из ^6Li для органических сцинтилляторов, а также использование дейтерированных органических сцинтилляторов.

Понятно, что возможности указанных улучшений методики требуют своего дальнейшего аккуратного модельного и экспериментального изучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alvarez L. W.* Nitrogen Detection. Patent US 4756866. July 12, 1988.
2. *Knapp E. A. et al.* Direct Imaging of Explosives // *Appl. Rad. Isot.* 2000. V. 53. P. 711–716.
3. *Карев А. И. и др.* Способ идентификации скрытых взрывчатых веществ и наркотиков. Патент РФ № 2444003 от 27 февраля 2012 г.
4. *Chu S. Y. F., Ekström L. P., Firestone R. B.* WWW Table of Radioactive Isotopes. LBNL Isotopes Project. Lund Univ. 1999. <http://ie.lbl.gov/toi/>.
5. *Cook B. C.* Photodisintegration of ^{13}C // *Phys. Rev.* 1957. V. 106. P. 300–314.
6. *Денисов В. П., Куликов А. В., Кульчицкий Л. А.* Сечение реакции $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ // *ЖЭТФ.* 1964. Т. 46. С. 1488–1489.

7. *Zubakov D. et al.* $^{13}\text{C}(\gamma, p)$ Cross Section // *Phys. Rev. C.* 1983. V. 27. P. 1957–1966.
8. *Бельшиев С. С., Джилаван Л. З., Покотиловский Ю. Н.* Эмиссия γ -квантов, электронов, позитронов из характерных мишеней при распадах образованных в этих мишенях ^{12}N и ^{12}B // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2016. Т. 80. С. 627–632.
9. *Никитин О. А. и др.* О возможности применения гамма-активационного метода для обнаружения ВВ в контейнере: Докл. на российско-американском семинаре. Снежинск: ВНИИ техн. физ., 2004. 5 с.
10. *Джилаван Л. З.* Аспекты фотоядерного (^{12}N ; ^{12}B)-активационного детектирования взрывчатых веществ с учетом фоновых фотонейтронов // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2009. Т. 73. С. 846–852.
11. *Ачаковский О. И. и др.* Сечения реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$, $^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$ // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2016. Т. 80. С. 633–639.
12. <http://mcnp.lanl.gov/>
13. *Rossi B., Greizen K.* Cosmic-Ray Theory // *Rev. Mod. Phys.* 1941. V. 13. P. 240–309.
14. *Seltzer S. M., Berger M. J.* Bremsstrahlung Spectra from Electron Interactions with Screened Atomic Nuclei and Orbital Electrons // *Nucl. Instr. Meth. B.* 1985. V. 12. P. 95–134.
15. *Сорокин П. В.* Расщепление ядер электронами и фотонами выше порога рождения мезонов // Тр. II семинара «Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях», Москва, 1972. М.: Наука, 1973. С. 348–390.

Получено 15 февраля 2017 г.