

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ ФОТОВЫБИВАНИЯ ОДНОГО И БОЛЕЕ НЕЙТРОНОВ ИЗ ВИСМУТА

А.С. АКОПЯН, А.Ю. АЛЕКСАНИЯН, С.М. АМИРХАНИЯН, Г.Р. ГУЛКАНЯН,
Т.В. КОТАНДЖЯН, В.С. ПОГОСОВ, Л.А. ПОГОСЯН*

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

*e-mail: lpoghos@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 18 ноября 2019 г.)

На линейном ускорителе электронов ННЛА (ЕрФИ) при граничных энергиях тормозных фотонов $E_{\gamma}^{\max} = 30$ и 40 МэВ исследован процесс фотовывивания одного, двух, трех и четырех нейтронов из ядра ^{209}Bi с образованием, соответственно, дочерних радиоизотопов ^{208}Bi , ^{207}Bi , ^{206}Bi и ^{205}Bi . Для относительных выходов $^{208}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$, $^{206}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ и $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ получено, соответственно, 10.8 ± 2.2 , 0.060 ± 0.002 и $(1.45 \pm 0.53) \cdot 10^{-4}$ при $E_{\gamma}^{\max} = 30$ МэВ и 6.1 ± 0.5 , 0.120 ± 0.006 и 0.0216 ± 0.0016 при $E_{\gamma}^{\max} = 40$ МэВ. Показано, что предсказания модели TALYS, а также модели, заложенной в программный пакет GEANT4, находятся в противоречии с вышеприведенными данными. Так, при $E_{\gamma}^{\max} = 40$ МэВ предсказания GEANT4 для относительных выходов $^{208}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ и $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$, а также предсказание TALYS для $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ примерно в два раза меньше экспериментальных. При граничной энергии $E_{\gamma}^{\max} = 30$ МэВ предсказания обеих моделей для $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ на два порядка меньше экспериментального значения.

1. Введение

Теоретические модели фотоядерных реакций в диапазоне энергий падающих фотонов несколько десятков МэВ имеют широкое применение во многих областях, таких, как ядерная астрофизика, получение медицинских радиоизотопов, фотогенерация нейтронных потоков, радиационная защита, трансмутация ядер, контроль за отходами. Между тем, накопленные в настоящее время экспериментальные данные [1,2,3,4] не могут быть достаточно удовлетворительно описаны существующими теоретическими моделями. Более того, результаты различных экспериментов иногда плохо согласуются или даже находятся в противоречии друг с другом. Сказанное, в частности, относится к реакциям фотовывивания одного и более нейтронов из ядер, для изучения которых зачастую используется метод регистрации конечных нейтронов. Недостатком этого метода, как показано в ряде работ (см. [5,6] и содержащиеся в них ссылки), является присущая ему неоднозначность в оценке истинного количества выбитых

нейтронов. Этого недостатка лишен метод наведенной активности с регистрацией дочернего радионуклида, позволяющий, как правило, однозначно определить парциальные выходы нейтронов. Этот метод особенно удобен, в частности, для изучения фотонейтронных реакций на ядре висмута, которое является изотопически беспримесной (содержащей только ^{209}Bi), а образованные в результате фотовыбивания нейтронов дочерние радиоизотопы ^ABi с $A=203\div 208$ достаточно долгоживущих и могут быть однозначно идентифицированы по характерным распадным гамма-линиям. Степень достоверности получаемых таким образом экспериментальных данных позволяет использовать их для тестирования теоретических моделей (см., например, [7]). В настоящее время методом наведенной активности на ядре висмута изучены реакции фотовыбивания от двух до шести нейтронов тормозными фотонами, полученными на электронных ускорителях при граничных энергиях фотонов $E_\gamma^{\max}$ от 50 до 70 МэВ [7,8,9]. Отметим, что при более низких $E_\gamma^{\max}$ данные для ядра висмута отсутствуют. Следует также подчеркнуть, что реакция фотовыбивания одиночного нейтрона в указанных экспериментах не изучалась ввиду сложности идентификации долгоживущего дочернего изотопа ^{208}Bi (с периодом полураспада $T_{1/2} = 3.68 \times 10^5$ лет) на фоне естественной активности, обусловленной примесью ^{232}Th , содержащейся в окружающих материалах.

Данная работа нацелена на частичное пополнение указанных пробелов в экспериментальных данных. В ней изучаются процессы фотообразования радиоизотопов ^{208}Bi , ^{207}Bi , ^{206}Bi и ^{205}Bi при облучении ядер висмута тормозными фотонами с $E_\gamma^{\max} = 30$ и 40 МэВ на линейном ускорителе ННЛА [10]. Гамма-спектрометрический анализ облучённых мишеней осуществлялся при помощи низкофоновой экспериментальной установки в подземной лаборатории ННЛА [11]. Описание методики эксперимента приведено в Разделе 2. Экспериментальные результаты и их сравнение с теоретическими предсказаниями представлены в Разделе 3 и резюмированы в Разделе 4.

2. Постановка эксперимента

2.1. Условия облучения мишени и расчет тормозных спектров

Эксперимент проводился на пучке линейного ускорителя при энергиях начальных электронов $E_e = 30$ и 40 МэВ (с разбросом по энергии около 3%). Выведенный из ускорителя пучок электронов проходил через отклоняющий магнит и направлялся на облучаемую установку (см. рис. 1), проходя предварительно два цилиндрических коллиматора: стальной с внутренним диаметром 14 мм и длиной 32 мм (на рисунке не показан) и вставленный в него алюминиевый с внутренним диаметром 10 мм и длиной 17 мм. На выходе из первого коллиматора средний

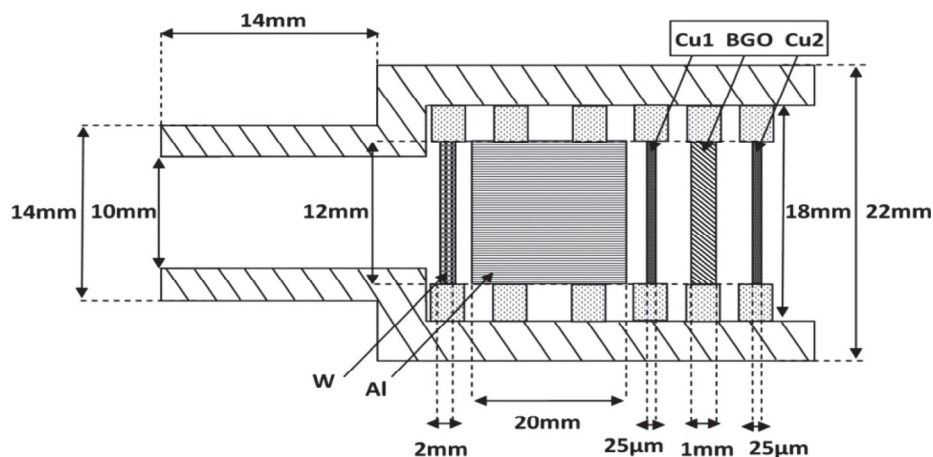


Рис.1. Схематическое изображение облучаемой установки. На рисунке масштабы по вертикали и горизонтали разные.

ток электронов составлял примерно 1 мкА. Непосредственно после коллиматора были расположены вольфрамовый радиатор толщиной 2 мм и диаметром 12 мм и алюминиевый замедлитель электронов толщиной 20 мм и диаметром 12 мм, после чего следовали три мишени диаметром 12 мм: первая медная мишень толщиной 25 мкм, мишень из кристалла BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) толщиной 1 мм и вторая медная мишень толщиной 25 мкм. Продолжительность облучения при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30$ и 40 МэВ составила, соответственно, два часа и один час.

Поскольку для теоретических расчётов выходов соответствующих радиоизотопов необходимо знание спектров тормозных фотонов, нами был произведен

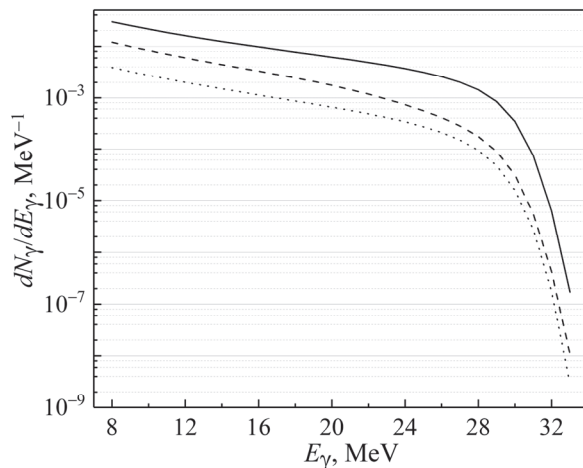


Рис.2. Симулированные GEANT4 спектры падающих на мишень BGO тормозных фотонов на один первичный электрон, сгенерированных на вольфрамовом радиаторе (сплошная кривая), на алюминиевом коллиматоре (пунктирная кривая) и на стальном коллиматоре (точечная кривая) при $E_e = 30$ МэВ.

их расчет с использованием программного пакета GEANT4 (версия 10.4). В качестве библиотеки, включающей электромагнитные взаимодействия, использовалась библиотека G4EMLOW7.33 [12]. В качестве конструктора использован класс G4EmStandardPhysics_option4 [12, 13]. Кроме основного вклада в спектр от вольфрамового радиатора, учитывались также тормозные фотоны, образованные в коллиматорах, алюминиевом замедлителе и в первой медной мишени. В качестве иллюстрации на рис.2 представлены спектры γ -квантов, образованных в вольфрамовом радиаторе, в стальном и алюминиевом коллиматорах и падающих на мишень BGO при $E_{\gamma}^{\max} = 30$ МэВ (рис. 2). В расчетах учтен энергетический разброс пучка электронов.

2.2. Описание γ -спектрометра и процедура расчёта его эффективности

Гамма-спектрометрия проводилась с помощью экспериментальной установки на основе германиевого детектора HPGe GCD-20180, установленного в подземной лаборатории ННЛА (ЕрФИ) в Аванском соляном руднике на глубине 650 метров водного эквивалента. Основные геометрические параметры детектора приведены в таблице 1. Чувствительный объём кристалла германия составляет 101.2 см^3 . Разрешение детектора при 1.33 МэВ равно 1.8 кэВ. Детектор окружен защитой из радиационно-чистых свинца и меди для подавления влияния внешнего фона. Для предотвращения попадания радона в установку она окружена полиэтиленовым мешком, который продувается азотом. В случае необходимости подавления фона, вызванного мюонами космического излучения, используется также вето-детектор из пластического сцинтиллятора, располагаемый над установкой.

На рис.3 представлены результаты измерения фона, проведенные с помощью детектора без защиты в наземной лаборатории и с защитой в подземной лаборатории. Видно значительное (почти на три порядка) улучшение фоновых условий в последнем случае.

Табл.1. Геометрические параметры HPGe детектора

Параметр	Размеры, мм
Диаметр кристалла	51.7
Длина кристалла	49.05
Диаметр отверстия	8
Глубина отверстия	35.4
Расстояние между поверхностью детектора и поверхностью кристалла	5

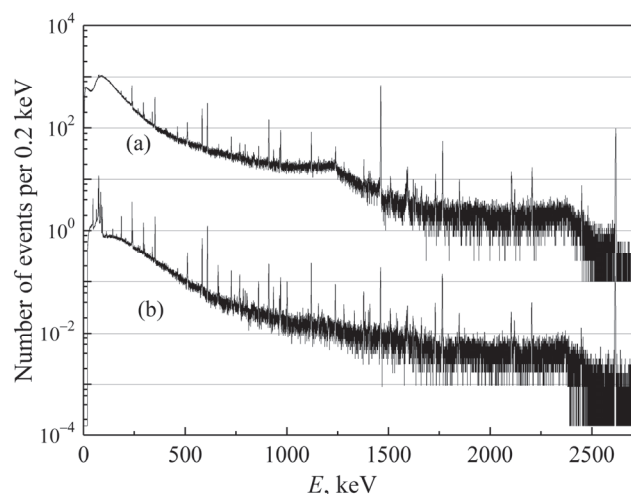


Рис.3. Приведённое к единице времени (1 час) количество фоновых событий в детекторе в наземных измерениях (a) и в подземных измерениях с защитой (b).

Эффективность регистрации γ -квантов измерялась с использованием стандартных калибровочных источников ^{60}Co (1173.2 кэВ, 1332.5 кэВ), ^{137}Cs (661.7 кэВ), ^{226}Ra (242.0 кэВ, 295.2 кэВ, 351.9 кэВ, 609.3 кэВ, 1120.3 кэВ, 1764.5 кэВ, 2204.1 кэВ, 2447.7 кэВ), ^{232}Th (583.2 кэВ, 2614.5 кэВ). Обработка γ -спектров проводилась по программе LSRM SpectraLine 1.5.5182. В случае значительного наложения двух или более спектральных линий применялась специально созданная программа, в которой подгонка спектра осуществлялась суперпозицией двух или нескольких гауссовых функций и монотонной фоновой функции. При определении площади фотопика полного поглощения учитывалась поправка, связанная с истинным совпадением разных линий. Эта поправка при измерениях на расстоянии 105 мм от источника до крышки германиевого кристалла не превышала нескольких процентов, а при измерениях на расстоянии 1 мм она доходила, например для фотопиков изотопа ^{60}Co , до 17%. При расположении источника на расстояниях 1 мм и 105 мм, эффективность регистрации для $E_\gamma = 1.332$ МэВ составила, соответственно, 2.1% и 0.12%.

Был также произведен расчет эффективностей регистрации γ -квантов с помощью пакета GEANT4 (версия 10.4). В качестве входных параметров задавались геометрические размеры и форма германиевого кристалла, отверстия в нём для медного охлаждающего цилиндрического стержня, самого стержня и алюминиевой защитной крышки. Отметим, что важным параметром, характеризующим детектор и имеющим заметное влияние на эффективность регистрации γ -излучения, является толщина мёртвого слоя кристалла, обусловленная его старением, а также конфигурацией электрического поля в нём. В расчетах толщина мертвого слоя варьировалась в пределах (0.7–2.0 мм) с шагом 0.1 мм. Наилучшее согласие

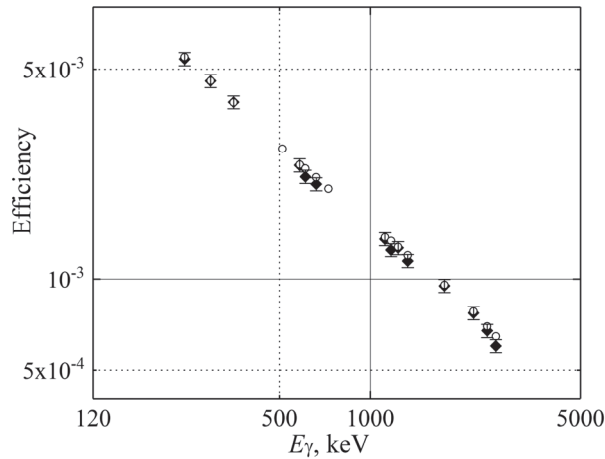


Рис.4. Эффективности регистрации γ -квантов от источников ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{226}Ra и ^{232}Th , расположенных по центру крышки детектора на расстоянии 105 мм от нее. Круги – результат моделирования, ромбики – эксперимент.

с результатами экспериментальных измерений получено для значения искомого параметра, равного 1.55 мм. На рис. 4 приведены значения эффективностей регистрации γ -квантов, полученные путём моделирования и в экспериментальных измерениях. Как видно из рисунка, результаты, получаемые обоими методами, в пределах погрешностей измерения согласуются друг с другом, что служит обоснованием для использования в дальнейших измерениях результатов моделирования.

3. Результаты измерений

При измерениях облученная мишень BGO, как правило, располагалась на расстоянии 105 мм от крышки германиевого кристалла. Проводились также дополнительные измерения на расстоянии 1 мм для более точного измерения выхода долгоживущего изотопа ^{208}Bi ($T_{1/2} = 3.68 \cdot 10^5$ лет). При определении выходов были использованы следующие гамма-линии, энергии (кэВ) и относительные интенсивности (%) которых составляют [14] для ^{205}Bi : 1764.3 (32.5%); для ^{206}Bi : 343.5 (25.3%), 516.2 (40.8%), 803.1 (99.0%), 881.0 (66.2%), 1718.7 (31.9%); для ^{207}Bi : 569.7 (97.8%), 1063.7 (74.5%); для ^{208}Bi : 2614.5 (99.8%).

На рис.5 представлены γ -спектры от кристалла BGO, измеренные спустя, соответственно, 2 дня и 79 дней после его облучения тормозными фотонами при $E_\gamma^{\text{max}} = 40$ МэВ. Низкофоновые условия, созданные в подземной лаборатории, позволяют с высокой точностью идентифицировать γ -линии исследуемых радиоизотопов. В частности, благодаря этим условиям удалось выделить γ -линию с энергией 2614.5 кэВ от ^{208}Bi на фоне заметно подавленного вклада от ^{232}Th (содержащегося в окружающих материалах) при той же энергии (рис.6) и тем самым

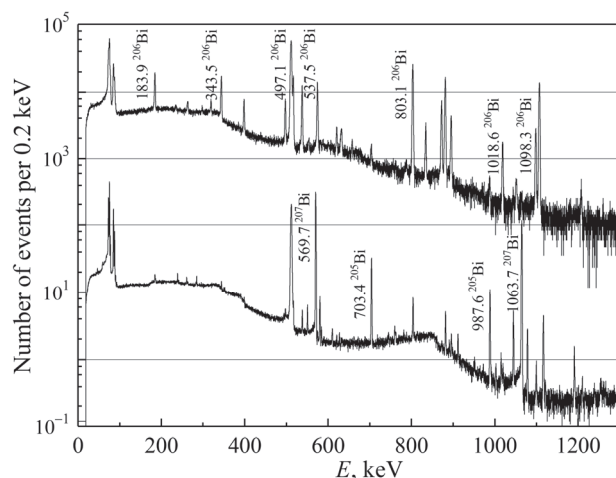


Рис.5. Приведённый к единице времени (1 час) γ -спектр от кристалла BGO в области ниже 1300 кэВ, измеренный спустя, соответственно, 2 дня (верхняя гистограмма) и 79 дней (нижняя гистограмма) после его облучения тормозными фотонами при $E_{\gamma}^{\max} = 40$ МэВ.

впервые активационным методом надёжно идентифицировать процесс $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$.

Идентификация образованных изотопов Bi проводилась по характерным энергиям гамма линий, их относительным интенсивностям I_{γ} и периоду полураспада $T_{1/2}$. На рисунке 7 приведена кривая распада изотопа ^{206}Bi , образованного в результате облучения BGO мишени при $E_{\gamma}^{\max} = 30$ МэВ. Полученное фитированием значение периода полураспада $T_{1/2} = 6.20 \pm 0.02$ дней близко к табличному значению $T_{1/2} = 6.24$ дней.

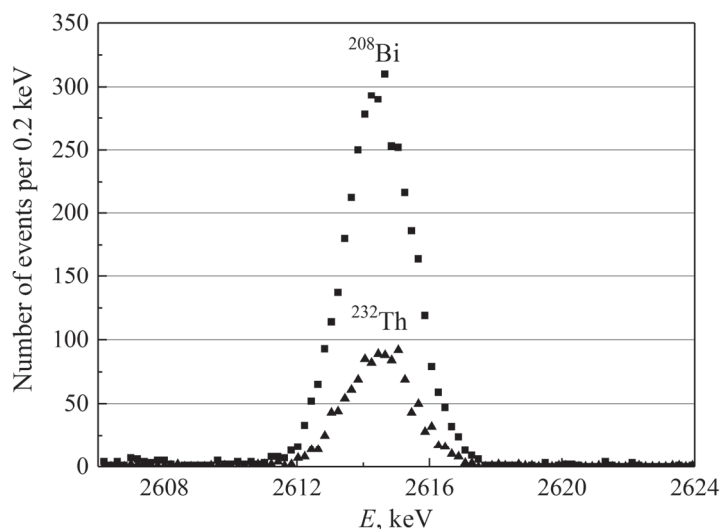


Рис.6. Спектр от облученной BGO мишени и фоновый спектр от содержащегося в окружающих материалах ^{232}Th , измеренные в течение двадцати дней.

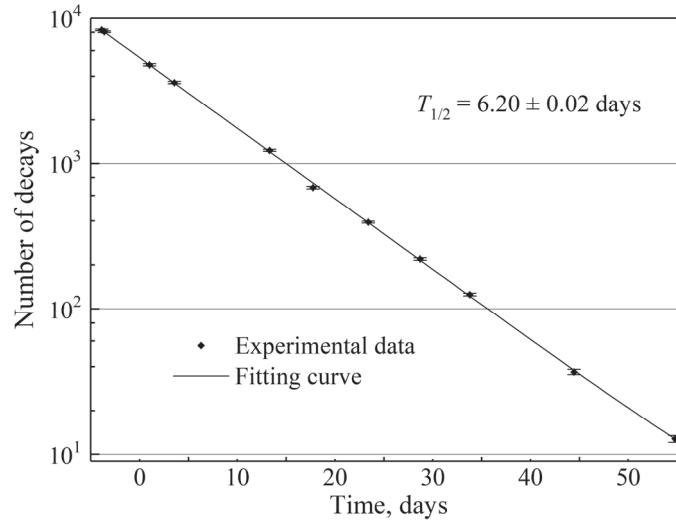


Рис.7. Кривая распада изотопа ^{206}Bi , полученная в результате облучения мишени BGO тормозными фотонами при $E_{\gamma}^{\max} = 30$ МэВ.

Полученное в результате спектроскопического анализа значение площади фотопика полного поглощения для гамма-линии данного радиоизотопа использовалось для оценки его выхода Y , который в данной работе определяется как количество ядер этого радиоизотопа, образованных в мишени за секунду её облучения тормозными фотонами. Выходы Y рассчитывались по следующей формуле:

$$Y = \frac{S \cdot (t_R / t_L) \cdot \lambda}{I_{\gamma} \cdot \varepsilon_{\gamma} \cdot (1 - e^{-\lambda t_e}) \cdot e^{-\lambda t_c} \cdot (1 - e^{-\lambda t_R})},$$

где S – площадь фотопика полного поглощения, ε_{γ} – эффективность регистрации γ -кванта, I_{γ} – относительная интенсивность γ -линии, λ – постоянная распада данного радиоизотопа, t_e – время облучения, t_c – время между концом облучения и началом измерений (время остывания), t_R и t_L – реальное и живое время гамма-спектроскопического измерения.

Измеренные выходы Y^{exp} дочерних радиоизотопов ^{208}Bi , ^{207}Bi , ^{206}Bi и ^{205}Bi при $E_{\gamma}^{\max} = 40$ и 30 МэВ приведены в таблицах 2 и 3. Приведенные ошибки выходов соответствуют статистическим погрешностям определения площади фотопика S . Суммарная систематическая ошибка, обусловленная погрешностями других величин, входящих в вышеприведенное выражение, заключена в пределах от 8% до 15%. Вклад последних практически исчезает в относительных выходах, нормированных, например, на выход изотопа ^{207}Bi . Указанные относительные выходы с их статистическими ошибками также приведены в таблицах 2 и 3. Там же они сравниваются с модельными предсказаниями с использованием двух версий функции возбуждения $\sigma(E_{\gamma})$ для соответствующих каналов фото-

Табл.2. Выходы Y^{exp} и относительные выходы $Y/Y(^{207}\text{Bi})$ изотопов висмута при граничной энергии $E_{\gamma}^{\text{max}} = 40$ МэВ

	^{208}Bi	^{207}Bi	^{206}Bi	^{205}Bi
$Y^{\text{exp}}(\text{сек}^{-1})$	$(6.1 \pm 0.48) 10^8$	$(1.01 \pm 0.03) 10^8$	$(1.21 \pm 0.06) 10^7$	$(2.18 \pm 0.15) 10^6$
$Y/Y(^{207}\text{Bi})$	6.1 ± 0.5	1	0.120 ± 0.007	0.0216 ± 0.0016
$Y/Y(^{207}\text{Bi})$ (TALYS)	5.58	1	0.073	0.009
$Y/Y(^{207}\text{Bi})$ (GEANT4)	3.56	1	0.093	0.012

нейтронных реакций (γ, kn) (где $k=1,2,3,4$): (а) версии, заложенной в код TALYS [15] и (b) версии, заложенной в код GEANT4 [12]. Для получения модельно-зависимых выходов, функции возбуждения $\sigma(E_{\gamma})$ свертывались со спектром тормозных фотонов. Как видно из таблицы 2, при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 40$ МэВ предсказания TALYS для относительных выходов $^{206}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ и $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$, а также предсказания GEANT4 для $^{208}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ и $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ примерно в два раза меньше экспериментальных. В случае же граничной энергии $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30$ МэВ (таблица 3) предсказания обеих моделей для $^{208}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ и $^{206}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ в 2-3 раза, а для $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ – на два порядка меньше экспериментальных. В целом полученные в данной работе экспериментальные данные указывают на необходимость внесения уточнений в заложенные в обе модели функции возбуждения $\sigma(E_{\gamma})$. Сопоставление наших данных с результатами работы [7], где для $^{206}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ и $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 55.6$ МэВ получено, соответственно, 0.14 ± 0.02 и 0.044 ± 0.005 , показывает, что относительные выходы многонейтронных реакций заметно растут с увеличением E_{γ}^{max} , причем эта зависимость значительно усиливается с увеличением количества выбитых нейтронов (т.е. с увеличением энергетического порога многонейтронной реакции).

Табл.3. Выходы Y^{exp} и относительные выходы $Y/Y(^{207}\text{Bi})$ изотопов висмута при граничной энергии $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30$ МэВ

	^{208}Bi	^{207}Bi	^{206}Bi	^{205}Bi
$Y^{\text{exp}}(\text{сек}^{-1})$	$(1.79 \pm 0.36) 10^8$	$(1.65 \pm 0.02) \cdot 10^7$	$(9.83 \pm 0.18) \cdot 10^5$	$(2.40 \pm 0.87) \cdot 10^3$
$Y/Y(^{207}\text{Bi})$ (эксп.)	10.8 ± 2.2	1	0.060 ± 0.002	$(1.45 \pm 0.53) 10^{-4}$
$Y/Y(^{207}\text{Bi})$ (TALYS)	6.17	1	0.024	$1.5 \cdot 10^{-6}$
$Y/Y(^{207}\text{Bi})$ (GEANT4)	3.84	1	0.033	$< 10^{-6}$

4. Заключение

Методом наведенной активности исследованы реакции фотовывивания нейтронов из ядра висмута, $^{209}\text{Bi}(\gamma, kn)^{209-k}\text{Bi}$ (где $k = 1, 2, 3, 4$), при граничных энергиях фотонов $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30$ и 40 МэВ. При этом идентификация процесса $^{209}\text{Bi}(\gamma, n)^{208}\text{Bi}$ активационным методом произведена впервые благодаря низкофоновым условиям, созданными в подземной лаборатории. Измерены относительные выходы изотопов $^{208}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$, $^{206}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ и $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ и проведено их сравнение с модельными предсказаниями. Показано, что предсказания модели TALYS, а также модели, заложенной в программный пакет GEANT4, находятся в противоречии с данными измерения, что указывает на необходимость внесения уточнений в заложенные в обе модели функции возбуждения для указанных каналов реакций.

Авторы выражают благодарность персоналу линейного ускорителя ЕрФИ за обеспечение пучками электронов для облучения экспериментальной установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Handbook of photonuclear data for applications: Crosssections and spectra, Tech. Rep. IAEA TECDOC-1178 (IAEA, Vienna, 2000).
2. Russia Lomonosov Moscow State University Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Centre for Photonuclear Experiments Data database ‘Nuclear Reaction Database (EXFOR)’. <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor> (2014).
3. USA National Nuclear Data Center database ‘CSISRS and EXFOR Nuclear reaction experimental data’. <http://www.nndc.bnl.gov/exfor> (2014).
4. IAEA Nuclear Data Section ‘Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)’. <http://www-nds.iaea.org/exfor> (2014).
5. V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov, V.N. Orlin, K.A. Stopani. Eur. Phys. J. A, **50**, 114 (2014).
6. V.V. Varlamov, A.I. Davidov, V.D. Kaidarova. Phys. of Atomic Nucl., **82**, 212 (2019).
7. S.S. Belyshev et al. Eur. Phys. J. A, **51**, 67 (2015).
8. H. Naik et al. Eur. Phys. J. A, **41**, 323 (2009).
9. H. Naik et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B, **269**, 1417 (2011).
10. А. Сирунян и др. Известия НАН Армении, Физика, **53**, 363 (2018).
11. A.A. Vasenko et al. Mod. Phys. Lett., **A5**, 1299 (1990).
12. J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **835**, 186 (2016).
13. D. Cullen, J.H. Hubbell, L. Kissel. Report UCRL-50400, **6**, 5 (1997).
14. <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>
15. A. Koning, S. Hilaire, M. Duijvestijn. *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology – ND2007*, 211 (2007).

ԲԻՍՄՈՒՏԻՑ ՄԵՎ ԵՎ ԱՎԵԼԻ ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈԱՌԱՔՄԱՆ
ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄ

Ա.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ա.Յ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ս.Մ. ԱՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Հ.Ռ. ԳՈՒԼՔԱՆՅԱՆ,
Տ.Վ. ՔՈԹԱՆՅԱՆ, Վ.Ս. ՊՈԴՈՍՈՎ, Լ.Ա. ՊՈԴՈՍՅԱՆ

ԱԱԳԼ-ի գծային արագացուցչի վրա $E_{\gamma}^{\max} = 30$ և 40 ՄԷՎ սահմանային էներգիայով արգելակման ճառագայթման ֆոտոնների փնջերով հետազոտվել են մեկ, երկու, երեք և չորս նեյտրոնների ֆոտոառաքման պրոցեսները, որոնք ընթանում են, համապատասխանաբար, ^{208}Bi , ^{207}Bi , ^{206}Bi և ^{205}Bi դուստր ռադիոիզոտոպների առաջացմամբ: $^{208}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$, $^{206}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$, և $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ հարաբերական ելքերի համար ստացվել են, համապատասխանաբար, 10.8 ± 2.2 , 0.060 ± 0.002 և $(1.45 \pm 0.53) \cdot 10^{-4}$ $E_{\gamma}^{\max} = 30$ ՄԷՎ-ի դեպքում և 6.1 ± 0.5 , 0.120 ± 0.006 և 0.0216 ± 0.0016 $E_{\gamma}^{\max} = 40$ ՄԷՎ-ի դեպքում: Ցույց է տրվել, որ TALYS մոդելի և GEANT4 ծրագրային փաթեթում ներառված մոդելի կանխագուշակումները հակասում են վերոնշյալ տվյալներին: Այսպես՝ $E_{\gamma}^{\max} = 40$ ՄԷՎ-ի դեպքում GEANT4 – ի կանխագուշակումները $^{208}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ և $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ հարաբերական ելքերի համար, ինչպես նաև TALYS–ի կանխագուշակումները $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ հարաբերական ելքի համար, մոտավորապես երկու անգամ փոքր են գիտափորձի տվյալներից: $E_{\gamma}^{\max} = 30$ ՄԷՎ-ի դեպքում, նշված երկու մոդելների կանխագուշակումներն էլ $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ հարաբերական ելքի համար երկու կարգով փոքր են գիտափորձի տվյալներից:

A STUDY OF REACTIONS OF ONE AND MORE NEUTRONS
PHOTOEMISSION FROM BISMUTH

A.S. HAKOBYAN, A.Y. ALEKSANYAN, S.M. AMIRKHANYAN, H.R. GULKANYAN,
T.V. KOTANYAN, V.S. POGOSOV, L.A. POGHOSYAN

The process of the photoemission of one, two, three and four neutrons from the ^{209}Bi nuclei with producing, respectively, ^{208}Bi , ^{207}Bi , ^{206}Bi and ^{205}Bi daughter radioisotopes was investigated at the end-point energies of $E_{\gamma}^{\max} = 30$ MeV and 40 MeV of bremsstrahlung photons at the AANL (YerPhI) linear electron accelerator. Particularly, for the relative yields of $^{208}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$, $^{206}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ and $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ the following values were obtained: 10.8 ± 2.2 , 0.060 ± 0.002 and $(1.45 \pm 0.53) \times 10^{-4}$ at $E_{\gamma}^{\max} = 30$ MeV and 6.1 ± 0.5 , 0.120 ± 0.006 and 0.0216 ± 0.0016 at $E_{\gamma}^{\max} = 40$ MeV, respectively. It is shown that the predictions of the TALYS model, as well as the model which is contained in the GEANT4 package are in a contradiction with the experimental data. For instance, the predictions of GEANT4 at $E_{\gamma}^{\max} = 40$ MeV for relative yields of $^{208}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ and $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ and the prediction of TALYS for $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ about twice are smaller than the experimental values. At $E_{\gamma}^{\max} = 30$ MeV, the predictions of both models for $^{205}\text{Bi}/^{207}\text{Bi}$ about two order of magnitude are smaller than the experimental values.