

ИЗУЧЕНИЕ ФОТООБРАЗОВАНИЯ РАДИОИЗОТОПОВ КОБАЛЬТА ИЗ ЯДЕР МЕДИ

А.Ю. АЛЕКСАНИЯН¹, С.М. АМИРХАНИЯН¹, А. БАЛАБЕКЯН²,
Н.А. ДЕМЕХИНА¹, Г.Р. ГУЛКАНИЯН¹, Т.В. КОТАНДЖЯН^{1*},
В. МАНГАСАРЯН², В.С. ПОГОСОВ¹,
Л.А. ПОГОСЯН¹, С. ФАЛТАДЖАНИЯН²

¹Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

²Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: tigran.kotanjyan@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 14 ноября 2019 г.)

На линейном ускорителе электронов ННЛА (ЕрФИ) исследован процесс фотообразования ряда радиоизотопов из ядер меди при граничных энергиях тормозных фотонов $E_{\gamma}^{\max} = 21, 30$ и 40 МэВ. Измерены выходы ^{61}Co , ^{60}Co , ^{58}Co , ^{57}Co по отношению к выходу радиоизотопа ^{61}Cu , которые при $E_{\gamma}^{\max} = 40$ МэВ равны, соответственно, $(2.6 \pm 0.3) \times 10^{-2}$, $(2.67 \pm 0.04) \times 10^{-2}$, $(9.3 \pm 0.6) \times 10^{-2}$ и $(0.76 \pm 0.04) \times 10^{-2}$. Показано, что предсказания модели TALYS, а также заложенной в программный пакет GEANT4 модели находятся в противоречии (особенно в случае кода GEANT4) с измеренными относительными выходами. Наблюдена монотонно убывающая энергетическая зависимость отношения взвешенных по спектру тормозных фотонов сечений реакций $^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha)^{61}\text{Co}$ и $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$, подобная измеренной ранее энергетической зависимости отношения сечений электроядерных реакций $^{65}\text{Cu}(e, e' + \alpha)^{61}\text{Co}$ и $^{63}\text{Cu}(e, e' + 2n)^{61}\text{Cu}$. Измерено также отношение выходов ^{61}Co и ^{64}Cu , которое при $E_{\gamma}^{\max} = 21, 30$ и 40 МэВ, составило, соответственно, $(2.6 \pm 0.2) \times 10^{-3}$, $(3.8 \pm 0.6) \times 10^{-3}$ и $(3.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$; полученное при $E_{\gamma}^{\max} = 21$ МэВ значение $(2.6 \pm 0.2) \times 10^{-3}$ не противоречит общей тенденции зависимости этого отношения от атомного номера Z , измеренного ранее при $E_{\gamma}^{\max} = 23$ МэВ для более тяжелых ядер в диапазоне от $Z = 47$ до $Z = 82$.

1. Введение

Знание сечений фотоядерных реакций образования нейтронов, протонов и α -частиц при энергиях фотонов E_{γ} до несколько десятков МэВ необходимо для применения в различных областях фундаментальной и прикладной физики. Пополнение банка существующих экспериментальных данных [1,2,3,4,5], необходимых для усовершенствования теоретических моделей, предназначенных для описания этих реакций, продолжается и в настоящее время. Сравнительно мало изучены, как экспериментально, так и теоретически, процессы фотообразования

α -частиц. Их описание по сравнению с фотообразованием нуклонов осложнено тем, что в настоящее время отсутствуют достоверные оценки вероятности предформирования α -частицы в ядерной материи. Согласно существующим представлениям, фотообразование α -частиц может происходить по следующим основным механизмам: прямое выбивание сформированного в ядре α -кластера; вылет из возбужденного ядра α -кластера, сформировавшегося на предравновесной стадии реакции; распад на α -частицу достигшего теплового равновесия компаунд-ядра (см., напр., [6]). Для проверки и уточнения используемых в теоретических моделях подходов относительно вкладов указанных механизмов, их зависимости от энергии налетающего фотона, от массового числа A и атомного номера Z ядра-мишени, необходимо дальнейшее накопление экспериментальных данных по (γ, α) реакциям, особенно на средне-легких ядрах с $A < 100$, для которых имеющиеся данные весьма скудны и плохо согласуются между собой (см. [7,8,9] и приведенные в них ссылки). Настоящая работа посвящена изучению фотообразования α -частиц (без сопровождения или с сопровождением одного или более нейтронов) на ядрах меди с образованием ряда радиоизотопов кобальта. Облучение медных мишеней тормозными фотонами было произведено на линейном ускорителе ННЛА [10] при энергиях электронов $E_e = 21, 30$ и 40 МэВ. Гамма-спектроскопический анализ облученных мишеней проводился, в основном, при помощи низкофоновой экспериментальной установки в подземной лаборатории ННЛА [11].

Методика эксперимента описана в Разделе 2. Результаты эксперимента и их сравнение с предсказаниями моделей TALYS и GEANT4 представлены в Разделе 3. Основные выводы представлены в Заключение.

2. Методика эксперимента

2.1. Установка

Эксперимент проводился на пучке линейного ускорителя электронов при начальных энергиях $E_e = 21, 30$ и 40 МэВ (с разбросом по энергии около 2–3%). Выведенный из ускорителя пучок электронов через отклоняющий магнит и два цилиндрических коллиматора попадал на стопку мишеней (см. Рис.1). Первый коллиматор с внутренним диаметром 14 мм и длиной 32 мм (на рисунке не показан) был изготовлен из стали, а второй – с внутренним диаметром 10 мм и длиной 17 мм – из алюминия. На выходе из первого коллиматора средний ток электронов составлял примерно 1 мкА. Непосредственно после второго коллиматора были расположены вольфрамовый радиатор толщиной 2 мм и диаметром 12 мм и алюминиевый поглотитель толщиной 20 мм и диаметром 12 мм, после чего следовали три мишени диаметром 12 мм: две мишени из натуральной меди, и расположенная между ними мишень из кристалла BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) толщиной

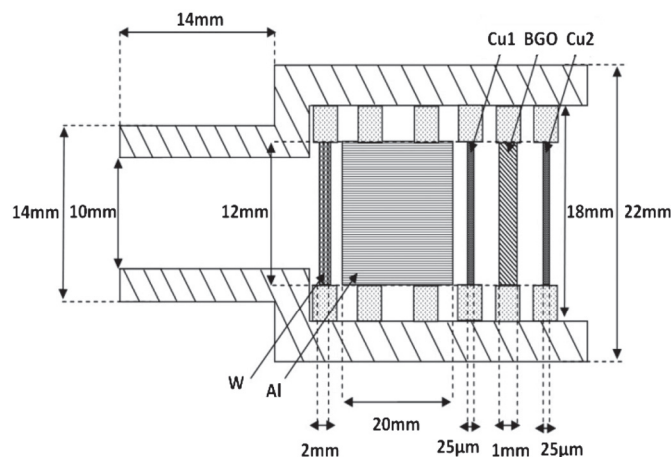


Рис.1. Схематическое изображение облучаемой установки. На рисунке масштабы по вертикали и горизонтали разные.

1 мм, предназначенная для изучения фотонейтронных реакций на ядре висмута (см. [13]). Толщина медных мишеней при $E_e = 21, 30$ и 40 МэВ составляла, соответственно, 60, 25 и 50 мкм. Содержание примесей в медных мишенях, определенное при помощи рентгенофлуоресцентного анализа, оказалось менее 1%.

Тормозной спектр фотонов вычислялся при помощи пакета GEANT4 [14]. Кроме основного вклада в спектр от вольфрамового радиатора, учитывались также тормозные фотоны, образованные в стальном и алюминиевом коллиматорах, алюминиевом замедлителе, в первой медной и в BGO мишенях. В качестве иллюстрации на Рис.2 представлены спектры тормозных фотонов, образованных в вольфрамовом радиаторе и в стальном и алюминиевом коллиматорах и падающих на первую медную мишень при $E_e = 30$ МэВ. В расчетах учитывался энергетический разброс пучка электронов.

2.2. Измерения

Гамма-спектроскопические измерения проводились, в основном, с помощью низкофоновой установки на основе сверхчистого германиевого детектора HPGe GCD-20180, установленного в подземной лаборатории ННЛА. Лаборатория расположена в Аванском соляном руднике на глубине 650 метров водного эквивалента. Детектор окружен защитой из радиационно-чистых блоков свинца и меди для подавления влияния внешнего фона. Для предотвращения попадания радона установка окружалась полиэтиленовым мешком, который продувался азотом. В случае необходимости подавления фона, вызванного мюонами космического излучения, использовался также вето-детектор из пластического сцинтиллятора, расположенный над установкой. Чувствительный объем кристалла германия составляет 101.2 см^3 .

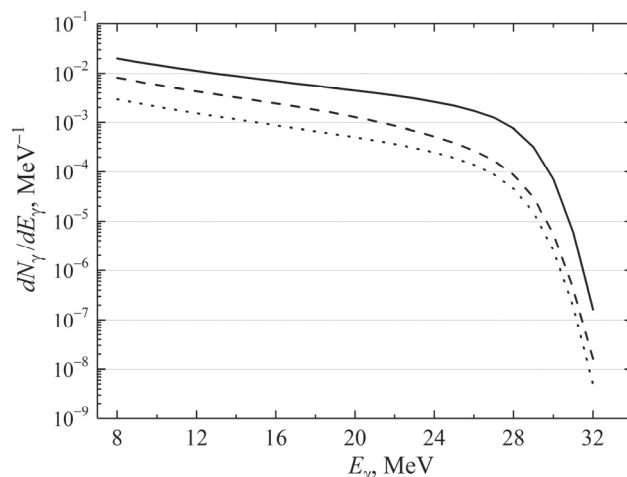


Рис.2. Рассчитанные по программе GEANT4 спектры падающих на первую медную мишень тормозных фотонов на один первичный электрон, генерируемых на вольфрамовом радиаторе (сплошная кривая), на алюминиевом коллиматоре (пунктирная кривая) и на стальном коллиматоре (точечная кривая) при $E_{\gamma}^{\max} = 30$ МэВ.

Подробное описание подземной гамма-спектроскопической установки и методики ее калибровки представлено в работе [13]. Эффективность регистрации γ -квантов измерялась с использованием стандартных калибровочных источников ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{226}Ra , ^{232}Th , а также определялась моделированием с помощью пакета GEANT4 (версия 10.4) [14]. 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 $E_{\gamma} = 1.333$ МэВ составила, соответственно, 2.1% и 0.12%, а энергетическое разрешение при этой энергии - примерно 1.8 кэВ.

В таблице 1 приведены кинематические пороги и кулоновские барьеры [15] исследуемых нами фотоядерных реакций, а также периоды полураспада образованных радиоизотопов.

Измерения гамма-спектров сравнительно короткоживущих продуктов (^{61}Co , ^{61}Cu , ^{64}Cu) проводились в наземном помещении в течение нескольких часов

Табл.1. Кинематические пороги (E_{th}) и кулоновские барьеры (B_c) исследуемых реакций и периоды полураспада ($T_{1/2}$) образованных радиоизотопов

Реакции	E_{th} , MeV	B_c , MeV	$T_{1/2}$
$^{65}\text{Cu}(\gamma, n) ^{64}\text{Cu}$	9.9	–	12.701 h
$^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n) ^{61}\text{Cu}$	19.7	–	3.339 h
$^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha) ^{61}\text{Co}$	6.8	6.4	1.649 h
$^{63}\text{Cu}(\gamma, 2p) ^{61}\text{Co}$	17.3	3.4	1.649 h
$^{63}\text{Cu}(\gamma, ^3\text{He}) ^{60}\text{Co}$	18.9	6.7	1925.28 d
$^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha n) ^{60}\text{Co}$	16.1	6.5	1925.28 d
$^{63}\text{Cu}(\gamma, \alpha n) ^{58}\text{Co}$	16.2	6.5	70.86 d
$^{63}\text{Cu}(\gamma, \alpha 2n) ^{57}\text{Co}$	24.8	6.5	271.74 d

через полчаса после облучения мишеней, а для долгоживущих изотопов – в течение более длительного времени, до нескольких месяцев в подземной лаборатории. В наземных измерениях использовалась установка на базе сверхчистого германиевого детектора (HPGe) Ortec GEM15P4-70. При наземных измерениях облученные мишени располагались на расстоянии 105 мм от крышки германиевого кристалла, а в подземных измерениях – на расстояниях 1мм и 105 мм. Для определения выходов приведенных выше радионуклидов были использованы

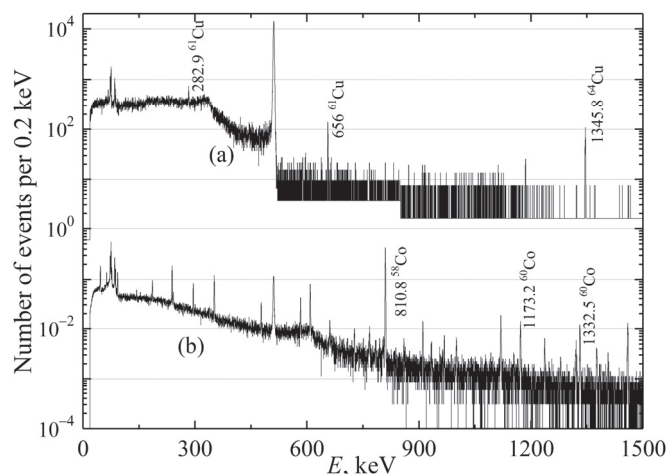


Рис.3. Приведённые к единому времени измерения (15 минут) γ -спектры от медной мишени, измеренные спустя, соответственно, (a) 1 день, и (b) 100 дней после ее облучения при $E_{\gamma}^{\max} = 30$ МэВ.

следующие гамма-линии, энергии (кэВ) и относительные интенсивности (%) которых составляют [16] для ^{61}Cu : 67.4 (4.2%), 283.0 (12.2%), 656.0 (10.8%), 908.6 (1.1%), 1185.2 (3.7%); для ^{64}Cu : 1345.8 (0.475%); для ^{57}Co : 122.1 (85.6%), 136.5 (10.7%); для ^{58}Co : 810.8 (99.5%); для ^{60}Co : 1173.2 (99.82%), 1332.5 (99.98%); для ^{61}Co : 67.4 (84.7%), 908.6 (3.6%). Следует подчеркнуть, что обе линии ^{61}Co содержат значительную или доминирующую примесь от тех же линий изотопа ^{61}Cu , вклад которого определялся по другим его линиям (см. выше) и вычитывался из площади фотопиков при энергиях 67.4 и 908.6 кэВ.

В качестве примера на Рис.3 представлены приведённые к единому времени измерения (15 минут) γ -спектры от медной мишени, измеренные в подземной лаборатории спустя, соответственно, (а) 1 день, и (б) 110 дней после ее облучения тормозными фотонами при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 30$ МэВ. На Рис.4 представлен γ -спектр от медной мишени, измеренный в подземной лаборатории в течении 90 часов, спустя 410 дней после ее облучения тормозными фотонами при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 40$ МэВ. Видно, что фоновые условия в подземной лаборатории предоставляют возможность достоверной идентификации γ -линий исследуемых радиоизотопов.

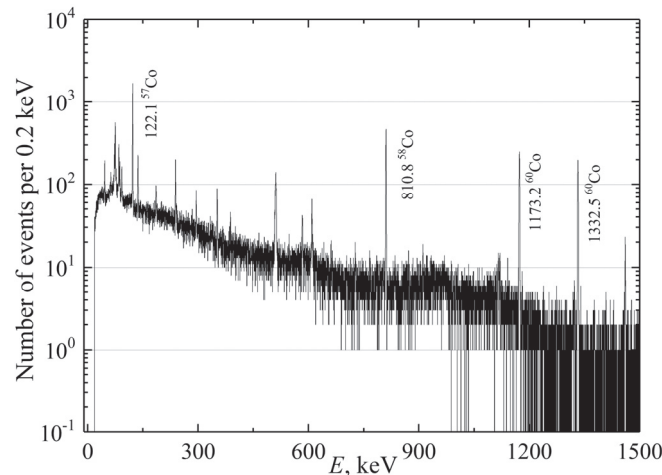


Рис.4. γ -спектр от медной мишени, измеренный в течении 90 часов спустя 410 дней после ее облучения при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 40$ МэВ.

Идентификация образованных изотопов кобальта проводилась по характерным энергиям гамма-линий, их относительным интенсивностям I_{γ} и периоду полураспада $T_{1/2}$. На рисунке 5 приведена кривая распада изотопа ^{58}Co , образованного в результате облучения медной мишени при $E_{\gamma}^{\text{max}} = 40$ МэВ. Полученное фитированием значение периода полураспада $T_{1/2} = 71.1 \pm 1.3$ дней близко к табличному значению $T_{1/2} = 70.9$ дней. Достоверность измерений подтверждалось также тем, что значения выходов данного изотопа, полученные с использованием различных гамма-линий, в пределах ошибок измерения находились в согласии.

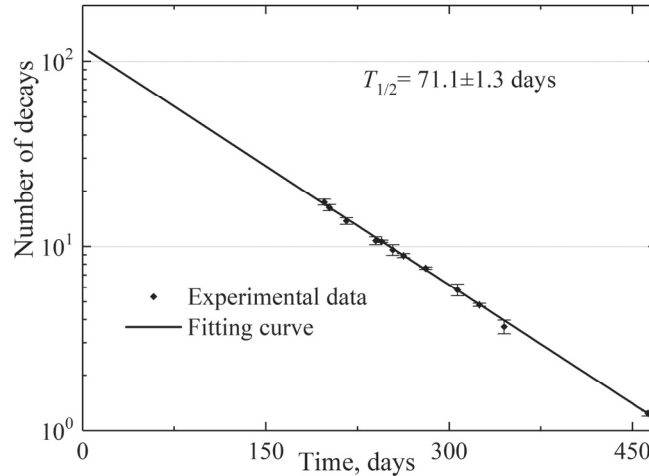


Рис.5. Кривая распада для изотопа ^{58}Co (при $E_\gamma = 810.8$ кэВ), образованного в результате облучения медной мишени при $E_\gamma^{\text{max}} = 40$ МэВ.

3. Результаты измерений

Значение площади фотопика полного поглощения для гамма-линии данного радиоизотопа, полученное в результате спектроскопического анализа, 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. Величина Y связана с используемым иногда в литературе выходом y , нормированным на средний ток I_e первичных электронов следующим образом: $y = Y/I_e$ (см. напр. [17]). Выходы Y рассчитывались по следующей формуле:

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

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.

С другой стороны, выход Y может быть представлен как $Y = I_e \cdot \nu_t \cdot \sigma_w$, где ν_t – количество ядер рассматриваемого типа на единицу площади мишени, а σ_w – взвешенное сечение, получаемое путем свертывания функции возбуждения $\sigma(E_\gamma)$ реакции со спектром $W(E_\gamma, E_e)$ тормозных фотонов:

$$\sigma_w = \int \sigma(E_\gamma) W(E_\gamma, E_e) dE_\gamma. \quad (2)$$

Измеренные выходы дочерних радиоизотопов ^{64}Cu , ^{61}Cu , ^{61}Co , ^{60}Co , ^{58}Co

Табл.2. Выходы Y и относительные выходы $Y/Y(^{61}\text{Cu})$ изотопов меди и кобальта при $E_{\gamma}^{\max} = 40$ МэВ

	^{64}Cu	^{61}Cu	^{61}Co	^{60}Co	^{58}Co	^{57}Co
$Y, \text{сек}^{-1}$	$(1.45 \pm 0.05) \times 10^7$	$(1.82 \pm 0.01) \times 10^6$	$(4.7 \pm 0.5) \times 10^4$	$(4.88 \pm 0.07) \times 10^4$	$(1.7 \pm 0.1) \times 10^5$	$(1.38 \pm 0.08) \times 10^4$
$Y/Y(^{61}\text{Cu})$	7.97 ± 0.25	1	$(2.6 \pm 0.3) \times 10^{-2}$	$(2.67 \pm 0.04) \times 10^{-2}$	$(9.3 \pm 0.6) \times 10^{-2}$	$(0.76 \pm 0.04) \times 10^{-2}$
$Y/Y(^{61}\text{Cu})$ (TALYS)	7.92	1	4.03×10^{-2}	1.46×10^{-2}	6.48×10^{-2}	0.34×10^{-2}
$Y/Y(^{61}\text{Cu})$ (GEANT4)	3.70	1	3.7×10^{-3}	1.3×10^{-3}	4.1×10^{-3}	0.17×10^{-3}

и ^{57}Co при $E_{\gamma}^{\max} = 40, 30$ и 21 МэВ приведены, соответственно, в таблицах 2, 3 и 4. Приведенные ошибки выходов соответствуют статистическим погрешностям определения площади фотопика S . Суммарная систематическая ошибка, обусловленная погрешностями других величин, входящих в выражение (1), заключена в пределах от 8% до 15%. Вклад последних практически исчезает в относительных выходах, отнормированных на выход одного из изотопов. Отнормированные на выход изотопа ^{61}Cu относительные выходы $Y/Y(^{61}\text{Cu})$ с их статистическими ошибками приведены в таблицах 2, 3 и 4. Следует отметить, что данные, касающиеся долгоживущих радиоизотопов ^{57}Co и ^{60}Co , получены благодаря низкофоновым условиям, присутствующим в подземной лаборатории, где проводились измерения. Там же они сравниваются с предсказаниями моделей, используемых в программах TALYS [6] и GEANT4 [14]. При получении предсказаний были использованы заложенные в эти модели функции возбуждения $\sigma(E_{\gamma})$, а также соотношение (2) для взвешенного сечения σ_w и связь последнего с выходом Y . Как видно, предсказания обеих моделей находятся в противоречии с

Табл.3. Выходы Y и относительные выходы $Y/Y(^{61}\text{Cu})$ изотопов меди и кобальта при $E_{\gamma}^{\max} = 30$ МэВ

	^{64}Cu	^{61}Cu	^{61}Co	^{60}Co	^{58}Co
$Y, \text{сек}^{-1}$	$(7.94 \pm 0.86) \times 10^5$	$(6.97 \pm 0.51) \times 10^4$	$(3.02 \pm 0.33) \times 10^3$	$(9.19 \pm 1.47) \times 10^2$	$(4.52 \pm 0.28) \times 10^3$
$Y/Y(^{61}\text{Cu})$	11.4 ± 1.0	1	$(4.3 \pm 0.4) \times 10^{-2}$	$(1.32 \pm 0.16) \times 10^{-2}$	$(6.48 \pm 0.42) \times 10^{-2}$
$Y/Y(^{61}\text{Cu})$ (TALYS)	14.3	1	6.56×10^{-2}	1.24×10^{-2}	2.41×10^{-2}
$Y/Y(^{61}\text{Cu})$ (GEANT4)	6.73	1	5.5×10^{-4}	2.5×10^{-4}	2.5×10^{-4}

Табл.4. Выходы Y и относительные выходы $Y/Y(^{61}\text{Cu})$ изотопов меди и кобальта при $E_\gamma^{\text{max}} = 21$ МэВ

	^{64}Cu	^{61}Cu	^{61}Co
$Y, \text{сек}^{-1}$	$(3.39 \pm 0.07) \times 10^6$	$(4.24 \pm 0.15) \times 10^4$	$(8.7 \pm 0.6) \times 10^3$
$Y/Y(^{61}\text{Cu})$	80.0 ± 3.3	1	$(2.0 \pm 0.2) \times 10^{-1}$
$Y/Y(^{61}\text{Cu})$ (TALYS)	391.4	1	9.53×10^{-1}
$Y/Y(^{61}\text{Cu})$ (GEANT4)	553.5	1	2.0×10^{-3}

экспериментальными данными, особенно в случае кода GEANT4, предсказания которого сильно занижены по сравнению с измеренными значениями. В частности, для отношения выходов реакций $^{63}\text{Cu}(\gamma, \alpha 2n)^{57}\text{Co}$ и $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ при $E_\gamma^{\text{max}} = 40$ МэВ получено значение $(0.76 \pm 0.04) \times 10^{-2}$, что значительно превышает модельные предсказания. Эти и приведенные в таблицах 2–4 данные могут оказаться полезными при усовершенствовании модельных представлений, используемых для описания одночастичных и многочастичных реакций с α -частицей в конечном состоянии.

Отношение выходов $R_Y(^{61}\text{Co}/^{61}\text{Cu}) = Y(^{61}\text{Co})/Y(^{61}\text{Cu})$ связано с отношением $R_\sigma(^{61}\text{Co}/^{61}\text{Cu}) = \sigma_w(^{61}\text{Co})/\sigma_w(^{61}\text{Cu})$ взвешенных сечений реакций $^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha)^{61}\text{Co}$ и $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ следующим образом: $R_\sigma = R_Y \cdot R_c$, где $R_c = 0.691/0.309$ представляет собой отношение содержаний изотопов ^{63}Cu и ^{65}Cu в естественной меди.

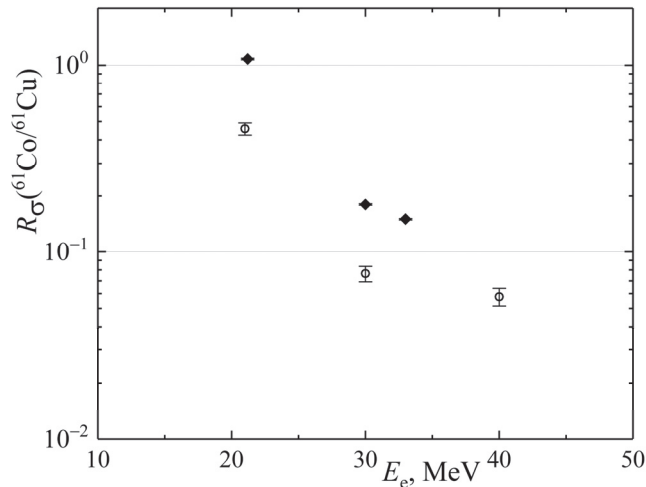


Рис.6. Энергетическая зависимость отношения $R_\sigma(^{61}\text{Co}/^{61}\text{Cu})$ для фотоядерных (полый круг – настоящая работа) и электроядерных (неполый круг – работа [18]) реакций.

Энергетическая зависимость отношения $R_{\alpha}(^{61}\text{Co}/^{61}\text{Cu})$ в области $E_e = 21\text{--}40$ МэВ, как видно из рисунка 6, имеет монотонно убывающий характер. Интересно отметить, что подобная зависимость имеет место и для отношения сечений электро-ядерных реакций $^{65}\text{Cu}(e, e' + \alpha)^{61}\text{Co}$ и $^{63}\text{Cu}(e, e' + 2n)^{61}\text{Cu}$ [18], однако для последних это отношение примерно в 2.5 раза больше полученных нами значений для фотоядерных реакций (см. Рис.6). Для объяснения этого различия, по-видимому, необходимы дальнейшие исследования.

Было измерено также отношение выходов ^{61}Co и ^{64}Cu , которое при $E_{\gamma}^{\max} = 21, 30$ и 40 МэВ оказалось равным, соответственно, $R_{\gamma}(^{61}\text{Co} / ^{64}\text{Cu}) = (2.6 \pm 0.2) \times 10^{-3}$, $(3.8 \pm 0.6) \times 10^{-3}$ и $(3.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$. Следует заметить, что эти значения значительно меньше, чем получаемое на основе данных работы [9] значение $R_{\gamma}(^{61}\text{Co} / ^{64}\text{Cu}) = (4.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$ при $E_{\gamma}^{\max} = 23$ МэВ. Отметим, что фотообразование ^{61}Co практически полностью обусловлено реакцией $^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha)^{61}\text{Co}$, особенно при $E_{\gamma}^{\max} = 21$ МэВ, при которой вклад конкурирующей реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, pp)^{61}\text{Co}$ в величину $R_{\gamma}(^{61}\text{Co} / ^{64}\text{Cu})$ составляет не более чем 10^{-4} [19,20]. Поэтому можно считать, что величина $R_{\gamma}(^{61}\text{Co} / ^{64}\text{Cu})$ практически равна отношению выходов реакций $(\gamma, \alpha) / (\gamma, n)$ на изотопе ^{65}Cu . На Рис.7 приведено измеренное нами отношение $R_{\gamma}(^{61}\text{Co} / ^{64}\text{Cu})$ при $E_{\gamma}^{\max} = 21$ МэВ совместно с данными работы [12], полученными при $E_{\gamma}^{\max} = 23$ МэВ для более тяжелых ядер с атомными номерами от $Z = 47$ до $Z = 82$. Как видно, наблюдаемый в [12] характер Z – зависимости $R_{\gamma}(^{61}\text{Co} / ^{64}\text{Cu})$ качественно сохраняется и при значительно меньших значениях Z ($Z = 29$). Эту зависимость можно качественно описать степенной функцией $f(Z) = (12.5/Z)^{7.2}$ (линия на Рис.7).

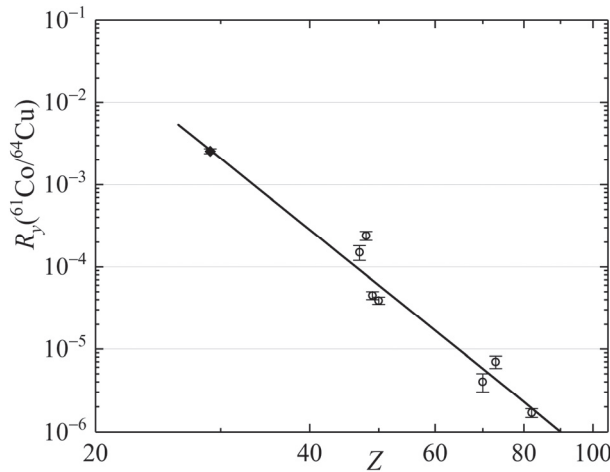


Рис.7. Отношение $R_{\gamma}(^{61}\text{Co}/^{64}\text{Cu})$ при $E_{\gamma}^{\max} = 21$ МэВ (неполый круг) и $E_{\gamma}^{\max} = 23$ МэВ (полый круг), измеренное в [12] для более тяжелых ядер с атомными номерами от $Z = 47$ до $Z = 82$.

4. Заключение

На линейном ускорителе электронов ННЛА исследован процесс фотообразования ряда радиоизотопов из ядер меди при граничных энергиях тормозных фотонов $E_{\gamma}^{\max} = 21, 30$ и 40 МэВ. Измерены выходы ^{61}Co , ^{60}Co , ^{58}Co , ^{57}Co по отношению к выходу радиоизотопа ^{61}Cu . Показано, что предсказания модели TALYS, а также заложенной в программный пакет GEANT4 модели находятся в противоречии (особенно в случае кода GEANT4) с результатами измерения, что указывает на необходимость внесения уточнений в заложенные в обе модели функции возбуждения соответствующих реакций. Энергетическая зависимость отношения R_{σ} взвешенных сечений реакций $^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha)^{61}\text{Co}$ и $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ в области $E_e = 21\text{--}40$ МэВ имеет монотонно убывающий характер, подобно тому, что наблюдалось для отношения сечений электроядерных реакций $^{65}\text{Cu}(e, e' + \alpha)^{61}\text{Co}$ и $^{63}\text{Cu}(e, e' + 2n)^{61}\text{Cu}$ [18], однако для последних это отношение примерно в 2.5 раза больше, чем для фотоядерных реакций. Измерено также отношение выходов реакций $^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha)^{61}\text{Co}$ и $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$; при $E_{\gamma}^{\max} = 21$ МэВ оно оказалось равным $R_y(^{61}\text{Co}/^{64}\text{Cu}) = (2.6 \pm 0.2) \times 10^{-3}$ и не противоречащим общей тенденции Z – зависимости этого отношения, измеренного в [12] при $E_{\gamma}^{\max} = 23$ МэВ для более тяжелых ядер с атомными номерами от $Z = 47$ до $Z = 82$. Показано, что эта зависимость в широкой области от $Z = 29$ до $Z = 82$ может быть качественно описана степенной функцией $f(Z) = (12.5/Z)^{7.2}$. Полученные данные могут оказаться полезными при усовершенствовании модельных представлений, используемых для описания одночастичных и многочастичных реакций с α -частицей в конечном состоянии.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Handbook on Photonuclear Data for Applications Cross-sections and Spectra, IAEA-TECDOC-1178, IAEA, Vienna, 2000.
2. Nuclear Reaction Database (EXFOR), Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor>, 2014.
3. USA National Nuclear Data Center database “CSISRS and EXFOR Nuclear reaction experimental data”, <https://www.nndc.bnl.gov/exfor/> (2014).
4. IAEA Nuclear Data Section “Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)”, <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm> (2014).
5. A.R. Balabekyan et al., J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **55**, 1 (2020).
6. A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn. International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, 211 (2007).
7. K. Masumoto, T. Kato, N. Suzuki, Nucl. Instr. Methods, **157**, 567 (1978).

8. **А.Д. Антонов и др.** ЯФ, **51**, 305 (1990).
9. **А.Д. Антонов и др.** ЯФ, **53**, 14 (1991).
10. **А. Сирунян и др.** Известия НАН Армении, Физика, **53**, 363 (2018).
11. **A.A.Vasenko et al.** Mod. Phys. Lett. A, **5**, 1299 (1990).
12. **S.A. Karamian.** Phys. At. Nucl., **77**, 1429 (2014).
13. **A.S. Hakobyan et al.** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **55**, 111 (2020).
14. **J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al.** Nucl. Instrum.Methods Phys. Res. A, **835** 186 (2016).
15. **R. Bass.** Nucl. Phys. A, **231**, 45 (1974).
16. Chart of Nuclides, <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
17. **S.S. Belyshev et al.** Eur. Phys. J. A, **51**, 67 (2015).
18. **M.N. Martins, E. Wolyneć, M.C.A. Campos.** Phys. Rev. C, **26** 1936 (1982).
19. **M.L.P. Antunes, M.N. Martins.** Phys. Rev. C, **52**, 1484 (1995).
20. **V.V. Varlamov et al.** Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, **80**(3), 317 (2016).

THE STUDY OF PHOTOPRODUCTION OF COBALT RADIOISOTOPES FROM COPPER NUCLEI

A.Y. ALEKSANYAN, S.M. AMIRKHANYAN, A. BALABEKYAN, N.A. DEMEKHINA,
H.R. GULKANYAN, T.V. KOTANJYAN, V. MANGASARYAN,
V.S. POGOSOV, L.A. POGHOSYAN, S. FALTAJANYAN

The process of photoproduction of a series of radioisotopes from copper nuclei at the bremsstrahlung end-point energies $E_{\gamma}^{\max} = 21, 30$ and 40 MeV was studied at the AANL (YerPhI) linear electron accelerator. The relative yields of ^{61}Co , ^{60}Co , ^{58}Co , ^{57}Co with respect to the ^{61}Cu are measured; in particular, at $E_{\gamma}^{\max} = 40$ MeV they are equal to, respectively, $(2.6 \pm 0.3) \times 10^{-2}$, $(2.67 \pm 0.04) \times 10^{-2}$, $(9.3 \pm 0.6) \times 10^{-2}$ и $(0.76 \pm 0.04) \times 10^{-2}$. It is shown that the predictions of the TALYS model, as well as the model inserted in the GEANT4 software package are in contradiction (especially in the case of the GEANT4 code) with the measured relative yields. A continuously decreasing energy dependence was observed for the ratio of unfolded (weighted with the bremsstrahlung spectrum) cross sections of reactions $^{65}\text{Cu}(\gamma, \alpha)^{61}\text{Co}$ и $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$, similarly to that observed earlier for the ratio of cross sections of electronuclear reactions $^{65}\text{Cu}(e, e' + \alpha)^{61}\text{Co}$ и $^{63}\text{Cu}(e, e' + 2n)^{61}\text{Cu}$. The ratio of the ^{61}Co and ^{64}Cu yields is also measured, being equal to $(2.6 \pm 0.2) \times 10^{-3}$, $(3.8 \pm 0.6) \times 10^{-3}$ и $(3.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$, respectively, at $E_{\gamma}^{\max} = 21$ MeV, 30 MeV and 40 MeV; its value $(2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$ at $E_{\gamma}^{\max} = 21$ MeV is consistent with the general trend of the dependence of this ratio on the atomic number Z , measured recently at $E_{\gamma}^{\max} = 23$ MeV for heavier nuclei with atomic numbers from $Z = 47$ to $Z = 82$.