

УДК 539.163

## ИССЛЕДОВАНИЕ АКТИВАЦИИ $^{177}\text{Lu}$ В $(\gamma, pn)$ -РЕАКЦИЯХ

© 2020 г. В. А. Желтоножский<sup>1</sup>, М. В. Желтоножская<sup>1, \*</sup>, А. В. Саврасов<sup>2</sup>,  
С. С. Бельшев<sup>1</sup>, А. П. Черняев<sup>1</sup>, В. Н. Яценко<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение

“Государственный научный центр Российской Федерации – Федеральный медицинский биофизический центр  
имени А.И. Бурназяна” Федерального медико-биологического агентства России, Москва, Россия

\*E-mail: zhelton@yandex.ru

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

В  $(\gamma, pn)$ -реакциях впервые измерены взвешенные по спектру интегралы сечения и средневзвешенные сечения для  $^{177}\text{Lu}$  при граничных значениях энергии тормозных  $\gamma$ -квантов 17.5, 20, 37 и 55 МэВ. Результаты моделирования с использованием программных кодов TALYS-1.9 и EMPIRE-3.2 демонстрируют доминирование нестатистических процессов.

DOI: 10.31857/S0367676520080347

### ВВЕДЕНИЕ

Исследование взаимодействия фотонов с атомными ядрами продолжается уже несколько десятков лет, несмотря на это, пока наиболее изучены сечения  $(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, \gamma')$ -реакций [1, 2], а реакция с вылетом протона исследована значительно хуже. Основной причиной этого является то, что ее сечение значительно ниже по сравнению с  $(\gamma, n)$ -каналом вследствие кулоновского барьера. В то же время в  $(\gamma, p)$ -реакциях могут возбуждаться состояния, часто недоступные для  $(\gamma, n)$ -канала. Также для фотоядерных реакций с вылетом протонов ожидается значительный вклад прямых и полупрямых процессов. Вклад этих процессов для тяжелых ядер на порядки превышает вклад процессов, идущих через составное ядро.

Экспериментальные данные о фотоядерных реакциях для ядер с  $Z > 50$  очень малочисленны, поэтому получение новых экспериментальных данных о фотоядерных реакциях на различных мишенях с  $Z = 72$  (гафний) в широком диапазоне энергий тормозных  $\gamma$ -квантов имеют важное фундаментальное значение.

В то же время данные о сечениях реакций с вылетом протона на природном гафнии и его изотопах имеют и большое прикладное значение. Методика лечения опухолей костных тканей и внутренних органов радиофармацевтическими препаратами на основе радионуклида  $^{177}\text{Lu}$  является одной из но-

вейших разработок в области ядерной медицины. Низкая энергия  $\beta$ -излучения ( $E^{max} = 0.497$  МэВ) обеспечивает небольшую проникающую способность и соответственно локальность терапии. В связи с этим  $^{177}\text{Lu}$  представляет менее токсичную альтернативу радионуклида  $^{90}\text{Y}$ , что отражается в меньшей дозовой нагрузке на пациента и возможности повторения циклов терапии. Эти свойства в сочетании с периодом полураспада 6.71 сут. позволяют достигать хорошего паллиативного и радиотерапевтического эффекта при относительно низкой миелотоксичности [3]. В настоящее время изотоп  $^{177}\text{Lu}$  производят, в основном, методом облучения нейтронами мишеней из высокообогащенного  $^{176}\text{Lu}$ , при этом обогащение по  $^{176}\text{Lu}$  из природной смеси изотопов должно быть не менее 82%. Получение  $^{177}\text{Lu}$  в реакции  $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$  приводит к наличию химически неотделимых примесей редкоземельных элементов как стабильного исходного  $^{176}\text{Lu}$ , так и долгоживущего  $^{177m}\text{Lu}$ , что ухудшает радиохимическую чистоту получаемого радиофармпрепарата. Этих неотделимых примесей можно избежать, используя реакцию  $^{176}\text{Yb}(n, \gamma)^{177}\text{Yb}$ , далее  $^{177}\text{Yb}$  с  $T_{1/2} = 1.9$  ч превращается в  $^{177}\text{Lu}$ . В таком случае необходима процедура отделения Lu от Yb, что связано с определенными методическими трудностями [4]. Поэтому исследование альтернативных каналов получения этого перспективного медицинского изотопа является важной и актуальной задачей.

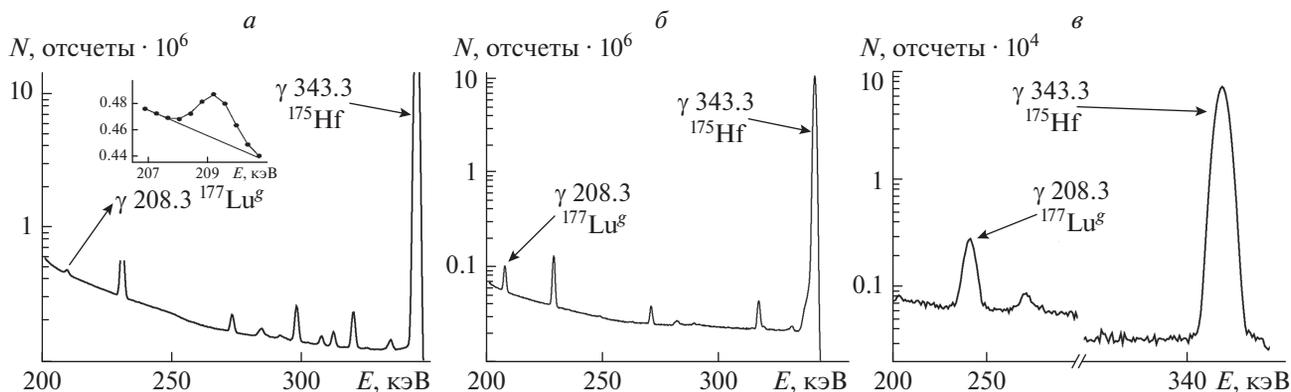


Рис. 1. Фрагменты  $\gamma$ -спектра мишени естественного Hf облученной тормозными  $\gamma$ -квантами с  $E^{max} = 17.5$  МэВ (а),  $E^{max} = 37$  МэВ (б) и  $E^{max} = 55$  МэВ (в).

## МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились с использованием гамма-активационных методов. Была проведена серия облучений мишеней металлического и порошкообразного гафния, как природного изотопного состава, так и обогащенного порошкообразного гафния по  $^{179}\text{Hf}$  и  $^{180}\text{Hf}$  на линейных ускорителях электронов и микротронах. Облучение мишеней проводилось на тормозных  $\gamma$ -пучках для электронов с энергией  $E^{max}$  17.5, 20, 37 и 55 МэВ. Продолжительность облучения образцов в разных экспериментах составляла от 40 мин до 8 ч.

При облучении  $E^{max} = 17.5$  МэВ мишень представляла собой порошок  $^{nat}\text{HfO}_2$ , весом 8.85 г, засыпанная в алюминиевую цилиндрическую емкость высотой 8 мм и диаметром 2 см. При  $E^{max} = 20$  и 37 МэВ мишени состояли из прямоугольных полос металлического гафния размерами  $3 \times 4 \times 3.5$  мм, весом около 540 мг и  $3 \times 6 \times 2.4$  мм и весом около 570 мг, соответственно. При  $E^{max} = 55$  МэВ облучались, как мишень гафния естественного изотопного состава в виде прямоугольной полосы размером  $4 \times 5 \times 0.7$  мм и весом около 180 мг, так и обогащенные мишени, которые представляли собой порошки  $^{179}\text{HfO}_2$  ( $^{179}\text{Hf} - 73.7\%$ ) и  $^{180}\text{HfO}_2$  ( $^{180}\text{Hf} - 94.3\%$ ), засыпанные в полиэтиленовые пакеты размерами  $0.8 \times 0.9 \times 0.3$  см, вес 350 мг и  $1 \times 1 \times 0.3$  см вес 390 мг, соответственно. Для оценки потока тормозных  $\gamma$ -квантов при  $E^{max} = 55$  МэВ и  $E^{max} = 20$  МэВ, использовалась хорошо изученная ядерная реакция  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$  [5]: вместе с гафнием располагались мишени металлического естественного тантала размером  $2 \times 2 \times 0.01$  см, весом 0.656 г и  $1 \times 1 \times 0.043$  см, весом 0.7 г, соответственно. При  $E^{max} = 17.5$  МэВ для оценки потока тормозных  $\gamma$ -квантов использовалась реакция  $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$ , хорошо изученная в этом энергетическом диапазоне [6], а при  $E^{max} = 37$  МэВ для оцен-

ки потока использовались реакции  $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174}\text{Lu}$  и  $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$ , также хорошо изученные в исследуемом энергетическом диапазоне [7].

Спектры гамма-лучей облученных мишеней измерялись на гамма-спектрометрах, собранных на базе сверхчистых полупроводниковых детекторов фирм Canberra и Ortec с эффективностью регистрации 15–40% по сравнению с NaI(Tl)-детектором размерами  $3' \times 3'$ . Энергетическое разрешение спектрометров составило 1.2 кэВ на  $\gamma$ -линии 343 кэВ  $^{175}\text{Hf}$  и 1.8–2.0 кэВ на  $\gamma$ -линиях 1173, 1332 кэВ  $^{60}\text{Co}$ .

Регистрация активности  $^{177}\text{Lu}$  проводилась по  $\gamma$ -линии 208 кэВ. Фрагменты измеренных  $\gamma$ -спектров приведены на рис. 1, 2. Обработка  $\gamma$ -спектров проводилась с помощью программы Winspectrum [8]. Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов распада была определена с помощью стандартных калибровочных источников  $^{152, 154}\text{Eu}$  и  $^{133}\text{Ba}$ .

Для определения взвешенных по спектру интегралов сечений ( $Y^{int}$ ) реакций необходимо знать потоки тормозных  $\gamma$ -квантов на мишенях. Для их получения при  $E^{max} = 17.5$  МэВ определялись площади фотопиков  $\gamma$ -линии 343.4 кэВ, которая соответствует распаду  $^{175}\text{Hf}$  (см. рис. 1) и взвешенный по спектру интеграл сечения реакции  $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$ . При  $E^{max} = 55$  МэВ и  $E^{max} = 20$  МэВ определялись интенсивности  $\gamma$ -линий 93.3 и 103.6 кэВ, сопровождающие распад  $^{180}\text{Ta}$  и взвешенный по спектру интеграл сечения реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ . При  $E^{max} = 37$  МэВ определение потока проводилось с помощью измерения активности  $^{174}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 3.31$  г.,  $\gamma 76.5$  кэВ),  $^{173}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 1.37$  г.,  $\gamma 272$  кэВ) и данных об взвешенных по спектру интегралах сечений реакций  $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174}\text{Lu}$  и  $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$ .

Взвешенные по спектру интегралы сечений реакций на мониторинговых мишенях  $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174}\text{Lu}$ ,  $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$  и  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$

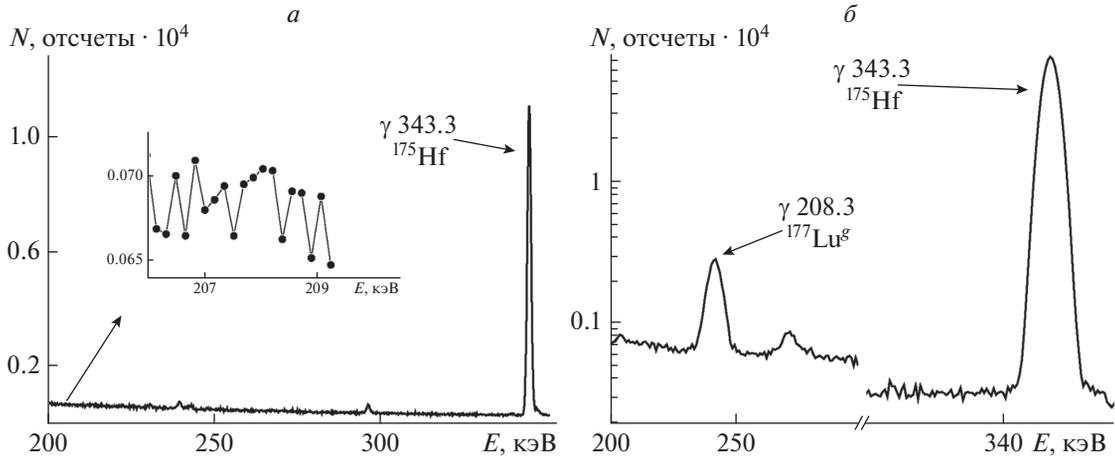


Рис. 2. Фрагменты  $\gamma$ -спектра мишени  $^{179}\text{Hf}$  облученной тормозными  $\gamma$ -квантами с  $E^{max} = 20$  МэВ (а) и  $E^{max} = 55$  МэВ (б).

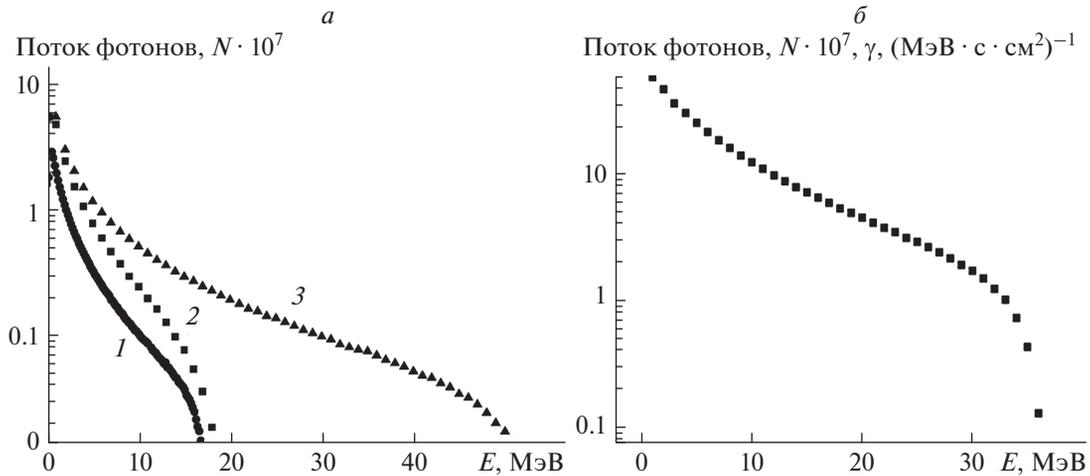


Рис. 3. Смоделированный спектр тормозных  $\gamma$ -квантов для величин энергии электронов: 1 – 17.5, 2 – 20, 3 – 55 МэВ (а), смоделированный спектр тормозных  $\gamma$ -квантов при  $E^{max} = 37$  МэВ из [11] (б).

определялись в результате свертки табличных значений сечения этих реакций для монохроматических  $\gamma$ -квантов с шагом 1 МэВ с относительными величинами моделированного в Geant4 [9] спектра тормозных  $\gamma$ -квантов (см. рис. 3) по формуле, бн  $\cdot$  МэВ:

$$Y_{\text{инт}} = \sum_{i=1}^N \sigma_i \varphi_i, \quad (1)$$

где  $\sigma_i$  – табличные значения сечений реакций на мониторных мишенях для монохроматических  $\gamma$ -квантов [5–7];  $\varphi_i$  – относительные величины потока, моделированного в Geant4 [9] спектра тормозных  $\gamma$ -квантов, приведенные к пороговым величинам реакций на мониторных мишенях. При облучении геометрия мишеней учитывается в са-

мом программном коде Geant4, т.е. учитывается ослабления потока для низкоэнергетических тормозных гамма-квантов. В нашем случае этими поправками можно пренебречь, вследствие высоких пороговых энергий тормозных гамма-квантов для исследуемых реакций.

После этого рассчитывались потоки тормозных  $\gamma$ -квантов по формуле,  $n_\gamma \cdot (\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1})$ :

$$F = \frac{S \lambda A}{(1 - e^{-\lambda_{\text{обл}}}) e^{-\lambda_{\text{охл}}} (1 - e^{-\lambda_{\text{изм}}}) \xi k \eta Y_{\text{инт}} N_A t p}, \quad (2)$$

где  $S$  – площади фотопиков, соответствующих распадам  $^{180}\text{Ta}$ ,  $^{175}\text{Hf}$ ,  $^{174g,173}\text{Lu}$ ;  $\eta$  – квантовые выходы  $\gamma$ -квантов при распаде  $^{180}\text{Ta}$ ,  $^{175}\text{Hf}$ ,  $^{174,173}\text{Lu}$ ;  $\xi$  – эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов, сопровождающих распад ядер продуктов реакций

**Таблица 1.** Экспериментальные взвешенные по спектру интегралы сечений ( $Y^{\text{инт}}$ ) и средневзвешенные ( $\langle\sigma\rangle$ ) сечения получения  $^{177}\text{Lu}$ 

Реакция	Энергия $E^{\text{max}}$ , МэВ	$Y^{\text{инт}}$ , мкб · МэВ			$\langle\sigma\rangle$ , мкб
		Эксперимент	TALYS	EMPIRE	Эксп.
$^{178}\text{Hf}(\gamma, p)^{177}\text{Lu}$	17.5	$2480 \pm 250$	3.5	2.6	$590 \pm 60$
	20	$5760 \pm 800$	6.5	8.2	$1360 \pm 190$
$^{\text{nat}}\text{Hf}(\gamma, p xn)^{177}\text{Lu}$	37	$4470 \pm 700$	374	—	$450 \pm 70$
	55	$2200 \pm 400$	480	—	$200 \pm 30$
$^{179}\text{Hf}(\gamma, pn)^{177}\text{Lu}$	55	$1320 \pm 150$	866	—	$120 \pm 20$
$^{180}\text{Hf}(\gamma, p2n)^{177}\text{Lu}$		$20 \pm 5$	0.7	0.24	$1.7 \pm 0.5$

на мониторинговых мишенях;  $t_{\text{обл}}$ ,  $t_{\text{охл}}$ ,  $t_{\text{изм}}$  — времена облучения, охлаждения и измерения, соответственно (с);  $k$  — коэффициенты самопоглощения  $\gamma$ -квантов распада. Они рассчитываются после моделирования реальных облучаемых мишеней в программном коде MCNP [10]. Рассчитывается эффективность регистрации нужных  $\gamma$ -линий для точечной ( $\epsilon_r$ ) и реальной ( $\epsilon_p$ ) мишеней и вводится поправка на самопоглощение  $k = \epsilon_p/\epsilon_r$ . При этом эффективность регистрации для точечной мишени совпадает с экспериментальной, полученной с помощью калибровочных точечных источников;  $p$  — абсолютное содержание  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{176}\text{Hf}$ ,  $^{175}\text{Lu}$  в естественной смеси;  $N_A = 6.02 \times 10^{23}$  — число

Авогадро (количество ядер  $\cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1}$ );  $Y^{\text{инт}}$  — взвешенные по спектру интегралы сечений реакций  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ ,  $^{175}\text{Lu}(\gamma, n)^{174g}\text{Lu}$ ,  $^{175}\text{Lu}(\gamma, 2n)^{173}\text{Lu}$  и  $^{176}\text{Hf}(\gamma, n)^{175}\text{Hf}$  рассчитанные согласно (1) (мбн  $\cdot$  МэВ);  $m$  — массы мишеней тантала, лютеция и гафния на единицу площади ( $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$ );  $A = 181, 176, 175$  — массовые числа атомов тантала, гафния и лютеция (а. о. м.);  $\lambda$  — постоянные распада  $^{180}\text{Ta}$ ,  $^{175}\text{Hf}$ ,  $^{174}\text{Lu}$  и  $^{174}\text{Lu}$  ( $\text{с}^{-1}$ ).

Величины  $\lambda$ ,  $\alpha$ ,  $A$ ,  $p$  берутся из [11];  $S$  — из экспериментальных  $\gamma$ -спектров, а  $\xi$  — из калибровочных кривых, дополнительно проверенных с помощью моделирования с использованием программного кода Geant4.

Далее по формуле (2), используя эти данные и поправки на разницу энергетических порогов и кулоновских барьеров исследуемых реакций и реакций на мониторах рассчитывались  $Y^{\text{инт}}$  реакций  $^{178}\text{Hf}(\gamma, p)^{177}\text{Lu}$  при  $E^{\text{max}} = 17.5$  и 20 МэВ,  $^{\text{nat}}\text{Hf}(\gamma, p xn)^{177}\text{Lu}$  при  $E^{\text{max}} = 37$  МэВ и  $^{\text{nat}}\text{Hf}(\gamma, p xn)^{177}\text{Lu}$ ,  $^{179}\text{Hf}(\gamma, pn)^{177}\text{Lu}$  и  $^{180}\text{Hf}(\gamma, p2n)^{177}\text{Lu}$  при  $E^{\text{max}} = 55$  МэВ. Результаты приведены в табл. 1.

В последнем столбце таблицы приведены экспериментальные средневзвешенные сечения наработки  $^{177}\text{Lu}$ , которые рассчитывались также согласно форм. (2), в которой поток тормозных  $\gamma$ -квантов

$F$  был заменен на интегральный поток. Он, в свою очередь, был получен для средневзвешенных сечений  $\langle\sigma^{\text{мон}}\rangle$  реакций на мониторах, рассчитанных по формуле (2) [12]:

$$\langle\sigma^{\text{мон}}\rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \sigma_i \varphi_i}{\sum_{i=1}^N \varphi} \quad (3)$$

Обозначение физических величин в формуле (3) аналогично формуле (1). В работе [12] приведено детальное описание этой методики.

Экспериментальные величины взвешенных по спектру интегралов сечения и средневзвешенные сечения для  $^{\text{nat}}\text{Hf}$  рассчитывались с учетом того, что 76% атомов разных изотопов гафния могут приводить к образованию  $^{177}\text{Lu}$  при  $E^{\text{max}} = 55$  и 37 МэВ и лишь  $^{178}\text{Hf}$  (27%) при  $E^{\text{max}} = 17.5$  и 20 МэВ.

Статистическая погрешность в наших измерениях составила менее 5%. В то же время моделирование спектра тормозных  $\gamma$ -квантов достаточно сложная задача, т. к. при облучении использовались разные по размерам и массам сборки. Наша оценка погрешности за счет формы тормозного  $\gamma$ -спектра составила около 10%. Для оценки систематической погрешности измерения проводились на разных спектрометрах, в таблице указана общая погрешность.

## ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для оценки механизмов протекания исследуемых ядерных реакций нами проведено моделирование этих процессов с использованием программных кодов TALYS-1.9 и EMPIRE-3.2. Более детально о моделировании с помощью этих кодов изложено в [13, 14], в них учитываются доминирующие статистические и предравновесные процессы.

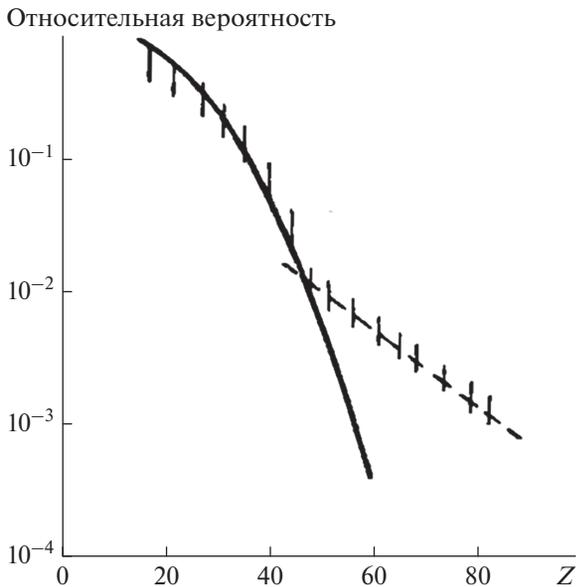


Рис. 4. Зависимость относительной вероятности испускания протонов от  $Z$  [15, 16] сплошная кривая — статистический канал возбуждения, штриховая кривая — прямой канал возбуждения.

При теоретических расчетах определяются сечения для каждого изотопа отдельно с шагом 1 МэВ для монохроматических  $\gamma$ -квантов и далее с учетом содержания этого изотопа определяется сечение для  $^{nat}\text{Hf}$ , а потом по (1) и (3) рассчитываются взвешенные по спектру интегралы сечений и средневзвешенные сечения, соответственно.

Результаты наших расчетов приведены в табл. 1. Как видно вклад этих процессов в  $(\gamma, p)$ -реакцию в области максимальной энергии 20 МэВ не превышает 0.2–0.3%. Отметим, что вклад  $(\gamma, pn)$ -реакции при  $E^{max} = 20$  МэВ нами не обнаружен (см. рис. 2а), т.е. активность  $^{177}\text{Lu}$  при такой энергии тормозных  $\gamma$ -квантов обусловлена только реакцией  $(\gamma, p)$ . Это полностью совпадает с оценками вклада статистического канала в  $(\gamma, p)$ -реакции, выполненными в работах [15, 16] для тормозных  $\gamma$ -квантов с  $E^{max} = 23$  МэВ. На рис. 4 приведены статистические (сплошная линия) и прямые (штриховая линия) расчеты. Из этих соотношений мы можем оценить, что в этой области  $Z$  вероятность прямых реакций на порядок больше, чем статистические процессы, из этих данных было оценено, что  $Y^{инт} \approx 3$  мбн · МэВ для прямого канала  $(\gamma, p)$ -реакции. Это согласуется с нашими значениями в этой области энергии. Поэтому можно сделать вывод о доминировании прямого канала в  $(\gamma, p)$ -реакции в области максимума гигантского дипольного резонанса. Совсем иная ситуация в более высокой области энергий. Из данных о вкладе  $(\gamma, pn)$ -канала при  $E^{max} = 55$  МэВ можно оценить, что выходы  $(\gamma, p)$ -реакции при 37

и 55 МэВ составляют 14 мб · МэВ и 12 мб · МэВ, соответственно. Они получены при замене в (2)  $p = 0.76$  на  $p = 0.273$  (абсолютное содержание  $^{178}\text{Hf}$  в естественной смеси) с учетом формы тормозного спектра и вычета вкладов  $(\gamma, pn)$  и  $(\gamma, p2n)$ -каналов. В этом случае вклад статистических и предравновесных каналов увеличивается и достигает для  $(\gamma, pn)$ -реакции 50% (см. табл. 1). На наш взгляд это указывает на больший вклад высокоспиновых состояний в этой области энергий, т. к. прямые реакции, как правило, приводят к возбуждению низкоспиновых состояний.

Из наших данных следует, что в естественной смеси вклад  $(\gamma, p)$ -реакции больше в (1.5–2) раза чем вклад  $(\gamma, pn)$ -реакции. Некоторое расхождение этих данных с оценками работы [17], на наш взгляд, связано с тем, что в [17] оценки делались на основе расчетов в коде Talys, в котором не учитывается вклад прямого канала. Отметим, что и наши расчеты, проведенные с помощью кода Talys-1.9, также дают заниженные оценки по сравнению с экспериментом (см. таблицу). Наши данные о наработке  $^{177}\text{Lu}$  при  $E^{max} = 20$  МэВ указывают на то, что прямые реакции увеличивают взвешенные по спектру интегралы сечения при  $E^{max} = 55$  МэВ как минимум в 2 раза и учет этого вклада позволяет приблизить расчетные значения сечений к экспериментальным данным. В работе [18] получен выход реакции  $^{nat}\text{Hf}(\gamma, pxn)^{177}\text{Lu}$ , равный  $610 \pm 60$  мкбн при  $E^{max} = 40$  МэВ, а наше средневзвешенное сечение (выход) этой реакции  $450 \pm 70$  мкбн при  $E^{max} = 37$  МэВ. С учетом увеличения вклада  $(\gamma, pn)$ -канала при увеличении  $E^{max}$ , на наш взгляд, совпадение хорошее. Нами проводились также измерения долгоживущего изомера  $^{177m}\text{Lu}$ , и были получены оценки, что вклад активности  $^{177m}\text{Lu}$  не превышает 0.01% при облучении мишеней на протяжении 7–10 дней. Эта оценка не противоречит оценке вклада  $^{177m}\text{Lu}$ , полученной в [17].

Как уже обсуждалось во введении, данные об активации  $^{177}\text{Lu}$  представляет большой практический интерес для исследования альтернативных каналов получения  $^{177}\text{Lu}$  для производства радиофармпрепаратов. Нами рассчитана активация  $^{177}\text{Lu}$  при облучении мишеней из природного гафния тормозными гамма-квантами с максимальной энергией 37 и 55 МэВ. Выход  $^{177}\text{Lu}$  оказался равным  $7.6 \cdot 10^4$  и  $16 \cdot 10^4$  Бк · г $^{-1}$  · мкА $^{-1}$  при облучении мишеней в течении одного часа. В работе [17] отмечается, что при облучении мишени весом 10 г из естественного Hf током 0.1 мА в течении 10 суток нарабатывается несколько сотен мКи активности  $^{177}\text{Lu}$ . Из наших данных получено, что при подобных условиях облучения нарабатывается 650 мКи активности  $^{177}\text{Lu}$ . В настоящее время в ядерной медицине используются источники  $^{177}\text{Lu}$  активностью

около 27 мКи. Приведенные величины показывают перспективность использования микротронов и линейных ускорителей для производства  $^{177}\text{Lu}$ , особенно при использовании обогащенных мишеней гафния.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые измерены интегральные и средневзвешенные сечения (выходы) ядерных реакций  $^{178}\text{Hf}(\gamma, p)^{177}\text{Lu}$  при  $E^{max} = 17.5$  и  $20$  МэВ,  $^{nat}\text{Hf}(\gamma, pxn)^{177}\text{Lu}$  при  $E^{max} = 37$  МэВ и  $^{nat}\text{Hf}(\gamma, pxn)^{177}\text{Lu}$ ,  $^{179}\text{Hf}(\gamma, pn)^{177}\text{Lu}$ ,  $^{180}\text{Hf}(\gamma, p2n)^{177}\text{Lu}$  при  $E^{max} = 55$  МэВ.

Результаты моделирования в рамках программных кодов TALYS-1.9 и EMPIRE-3.2 демонстрируют доминирование нестатистических процессов в  $(\gamma, p)$ -реакции, однако с ростом энергии тормозных  $\gamma$ -квантов вклад статистических и предравновесных процессов увеличивается на 1–2 порядка и начинает вносить значительный вклад в сечение  $(\gamma, p)$ -реакции.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гангерский Ю.П., Мазур В.М. // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33. № 3. С. 158.
2. Ditrich S., Berman B. // Atom. Data Nucl. Data Tabl. 1988. V. 38 № 2. P. 199.
3. De Jong M., Breeman W.A., Valkema R. et al. // J. Nucl. Med. 2005. V. 46. № 1. Art. № 13S.
4. Dash A., Pillai M.R., Knapp F.F. Jr. // Nucl. Med. Mol. Imaging. 2015. V. 49. № 2. P. 85.
5. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др. // ЯФ. 2013. Т. 76. № 11. С. 1484; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. P. 1403.
6. Горячев А.М., Залесный Г.Н. // ЯФ. 1977. Т. 26. С. 465; Goryachev A.M., Zalesnyy G.N. // Sov. J. Nucl. Phys. 1977. V. 26. P. 246.
7. <https://www.nds.iaea.org/exfor/servlet/X4sMakeX4>.
8. Strilchuk N.V. The WinSpectrum manual. Kiev, 2000. 128 p.
9. Agostinelli S., Allison J.R., Amako K. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250.
10. Briesmeister J.F. MCNP—a general Monte Carlo n-Particle transport code. Los Alamos Nat. Lab. Rep. LA-12625-M, 1997. 989 p.
11. Firestone R.B. Table of isotopes. 8th ed. New York: Wiley Intersci., 1996.
12. Naik H., Kim G.N., Kapote R. et al. // Eur. Phys. J. 2016. V. A52. Art. № 19513.
13. Koning J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. // Proc. Int. Conf. Nucl. Data Sci. Techn. (Santa Fe, 2004). P. 1154.
14. Herman M., Capote R., Carlson B.V. et al. // Nucl. Data Sheets. 2007. V. 108. P. 2655.
15. Weinstock E.V., Halpern J. // Phys. Rev. 1954. V. 94. P. 1651.
16. Wilkinson D.H. // Phys. 1956. V. 22. P. 1039.
17. Kazakov A.G., Belyshev S.S., Ekatova T.Y. et al. // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2018. V. 317. P. 1469.
18. Danagulyan A.S., Hovhannisyanyan G.H., Bakhshiyanyan T.M. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 447.