

Фоторасщепление изотопа ^{89}Y С. С. Бельшев¹, В. В. Варламов², Б. С. Ишханов^{1,2,*}, А. А. Кузнецов^{1,2,*}А. Б. Приселкова², А. А. Просняков¹, А. Д. Федорова¹, В. В. Ханкин²¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова
Россия, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 17.04.2019; Подписана в печать 18.04.2019)

Измерены относительные выходы фотонейтронных реакций на изотопе ^{89}Y при верхней границе спектра тормозных фотонов 55.6 МэВ. Приведено сравнение измеренных относительных выходов с относительными выходами реакций рассчитанных на основе теоретических сечений фотонейтронных реакций на основе модели TALYS и КМФР.

PACS: 25.20.-x

УДК: 539.172.3.

Ключевые слова: фотоядерные реакции, гамма-активационный анализ, оценка сечений.

ВВЕДЕНИЕ

Фоторасщепление изотопа ^{89}Y ($Z = 39$) исследовано в нескольких экспериментах [1–8]. Интерес к этому ядру обусловлен тем, что оно имеет магическое число нейтронов $N = 50$, что соответствует, согласно одночастичной модели оболочек, полностью заполненной подоболочке $1g_{9/2}$. Нечетный протон находится в подоболочке $2p_{1/2}$, что согласуется с предсказаниями модели оболочек — в основном состоянии ^{89}Y имеет спин J и четность P $J^P(^{89}\text{Y}) = \frac{1}{2}^-$. Изотоп ^{89}Y имеет изомерное состояние ^{89m}Y , расположенное при энергии $E^* = 908.96$ кэВ, $J^P = \frac{9}{2}^+$, что также подтверждает модель оболочек.

Фоторасщепление изотопа ^{89}Y исследовалось в ряде экспериментов на пучках квазимоноэнергетических фотонов [1, 2], тормозного γ -излучения [3] и на пучке моноэнергетических меченых фотонов [4]. Также на пучках тормозных фотонов методом наведенной активности измерялись выходы фотоядерных реакций на изотопе ^{89}Y [5–8]. Основные характеристики сечений реакций, полученных в экспериментах [1–4], приведены в табл. 1. Распад гигантского дипольного резонанса (ГДР) ядра ^{89}Y в области энергий 10–35 МэВ происходит преимущественно по каналам с испусканием одного нейтрона в реакции $(\gamma, 1n)$ и двух нейтронов в реакции $(\gamma, 2n)$. На рис. 1,а показано сравнение сечений реакции выхода нейтронов $\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$, полученных в экспериментах [1, 2], с сечением, рассчитанным по программе TALYS [9]. Следует отметить в целом хорошее согласие в положении максимумов сечения (γ, Xn) . В работе [3], выполненной на пучке тормозных фотонов, в сечении ГДР наблюдается промежуточная структура. Положение центра тяжести усредненного сечения (γ, Xn) , по-

лученное в тормозном эксперименте ≈ 16.4 МэВ, также согласуется с результатами экспериментов [1, 2]. В то же время следует отметить различие в величинах максимумов сечений реакции (γ, Xn) , измеренных в [1, 2]. Сечение реакции, измеренное в Сакле [2] — 225.0 мб — на 15% больше сечения, измеренного в Ливерморе [1] — 184.5 мб.

На рис. 1,б,в,г показаны сечения реакций $\sigma(\gamma, Sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, 1n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, измеренные на пучках квазимоноэнергетических фотонов. Различие в величинах максимумов сечений реакции (γ, Xn) естественно проявляется и в сечениях реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, измеренных в Сакле [2] и Ливерморе [1]. Величины сечений и интегральные сечения этих реакций также различаются на 15–20%.

Наблюдаемые расхождения в сечениях реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$, полученных на пучках квазимоноэнергетических фотонов на изотопе ^{89}Y [1, 2], ранее обсуждались в работе [10]. Было показано, что эти расхождения в результатах обусловлены систематическими погрешностями в определении множественности нейтронов на основании измерений их кинетических энергий. Такой метод определения множественности нейтронов содержит систематические ошибки из-за относительно низкой эффективности детекторов регистрирующих нейтроны ($\epsilon \approx 30\%$). Как следствие, это приводит к тому, что часть нейтронов, образующихся в реакции с вылетом двух нейтронов, идентифицируется как вклад реакции с вылетом одного нейтрона.

В работе [11] в рамках экспериментально-теоретического метода оценки сечений фотоядерных реакций с использованием объективных физических критериев достоверности было показано, что отмеченные различия обусловлены недостатками метода разделения нейтронов по множественности, использованного в экспериментах [1, 2]. В работе [10] для ядра ^{89}Y были оценены сечения, свободные от этих недостатков. Для решения проблемы разделения каналов фотоядерной реакции по множественности был предложен экспериментально-теоретический метод оценки сече-

*E-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru

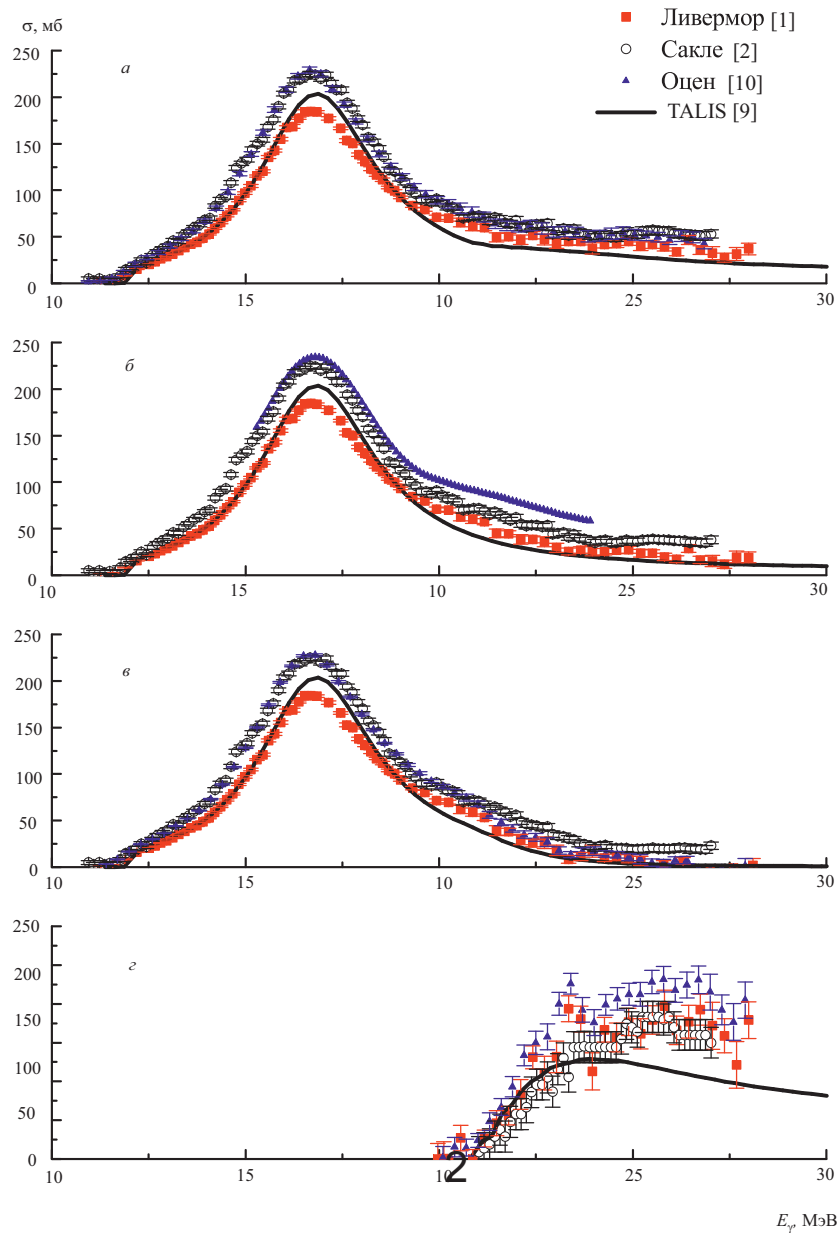


Рис. 1: Сечения реакций: *a* – $\sigma(\gamma, Xn)$, *б* – $\sigma(\gamma, Sn)$, *в* – $\sigma(\gamma, 1n)$, *г* – $\sigma(\gamma, 2n)$, измеренные в Ливерморе [1], Сакле [2], оцененные сечения [10] и сечения рассчитанные по программе TALYS [9]

ний фотоядерных реакций. За основу анализа в этом методе принимается экспериментально измеренное сечение выхода реакции $\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + 3\sigma(\gamma, 3n)$. Разделение отдельных каналов реакции проводится на основе теоретических моделей описания ГДР.

Оцененные сечения реакций различной множественности рассчитываются на основе соотношения:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, Xn) F_i^{\text{теор}}, \quad (1)$$

$$F_i^{\text{теор}}(E_\gamma) = \frac{\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in)}{\sigma^{\text{теор}}(\gamma, Xn)}.$$

В работе [10] разделение каналов реакции проводилось на основе комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФР) [12]. Для того, чтобы оценить применимость различных теоретических подходов к оценке сечений, влияние теоретических моделей на оцененные сечения фотоядерных реакций, в настоящей работе выполнено сравнение экспериментально измеренных относительных выходов с относительными выходами реакций, рассчитанных на основе теоретических сечений фотонейтронных реакций на основе модели TALYS и КМФР.

Таблица I: Сечения реакции $\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$, полные сечения реакции $\sigma(\gamma, Sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$, парциальные сечения фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{89}Y в области энергий ГДР: E_m — положение максимума сечения, σ_m — сечение в максимуме, Γ — ширина сечения, $E_{\gamma\text{max}}$ — верхняя граница энергии интегрального сечения, σ_{int} — интегральное сечение

| Реакция | E_m , МэВ | σ_m , мб | Γ , МэВ | $E_{\gamma\text{max}}$, МэВ | σ_{int} , МэВ·мб | Ссылка |
|----------------|-------------|-----------------|----------------|------------------------------|--------------------------------|--------|
| (γ, Xn) | 16.685 | 184.5 | 4.5 | 28.00 | 1158 | [1] |
| (γ, Xn) | 16.669 | 225 | 4.5 | 27.00 | 1427 | [2] |
| (γ, Xn) | 16.4 | 271 | 3.7 | 30.00 | 1504.7 | [3] |
| (γ, Sn) | 16.69 | 184.4 | 4.5 | 28.00 | 1059 | [1] |
| (γ, Sn) | 16.669 | 225 | 4.5 | 27.00 | 1360 | [2] |
| (γ, Sn) | 16 | 270 | 3.7 | 29.00 | 1360 | [3] |
| $(\gamma, 1n)$ | 16.685 | 184.3 | 4.5 | 28.00 | 960 | [1] |
| $(\gamma, 1n)$ | 16.669 | 225 | 4.5 | 27.00 | 1279 | [2] |
| $(\gamma, 2n)$ | 23.344 | 19.38 | | 28.00 | 99 | [1] |
| $(\gamma, 2n)$ | 25.386 | 18.3 | >8 | 27.00 | 74 | [2] |

1. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Ранее нами был реализован прямой метод измерения выходов реакций различной множественности непосредственно по конечным продуктам реакций [13, 14]. Эксперимент по γ -активационному анализу продуктов фоторасщепления изотопа ^{89}Y был выполнен на разрезном микротроне РТМ55 НИИЯФ МГУ при энергии электронов ускорителя 55.6 МэВ [15]. Схема эксперимента показана на рис. 2. Облучаемая мишень имела размеры: диаметр 22.5 мм и толщину 2.8 мм и представляла собой спрессованный порошок оксидов иттрия Y (82.5%), иттербия Yb (15%) и эрбия Er (2.5%). Для определения абсолютных выходов исследуемых реакций в пучке одновременно облучалась медная фольга [16]. Тормозной пучок фотонов образовывался при торможении электронов на вольфрамовой мишени толщиной 0.2 мм. Облучение продолжалось в течение 10 мин при среднем токе электронов ~ 70 нА. После облучения мишень перемещалась в специальное низкофоновое помещение, где на детекторе из сверхчистого германия HPGe проводилось измерение спектров γ -квантов изотопов, образовавшихся в облученной мишени. Суммарная продолжительность измерения спектров γ -квантов составляла 24 дня. В течение этого времени данные записывались в память запоминающего устройства с интервалом 3.2 с.

На рис. 3 показана часть NZ -диаграммы атомных ядер ($N = 44 - 50$), ($Z = 38 - 39$) вблизи стабильного изотопа ^{89}Y . В результате фотонейтронных реакций на изотопе ^{89}Y образуются более легкие изотопы $^{85-88}\text{Y}$, имеющие различные периоды полураспада и характерные энергии γ -распадов.

Анализ продуктов распада изотопа иттрия ^{89}Y проводился на основе характерных γ -линий изотопов и их периодов полураспада. На рис. 4 показаны спектры γ -квантов, измеренные в различные интервалы времени

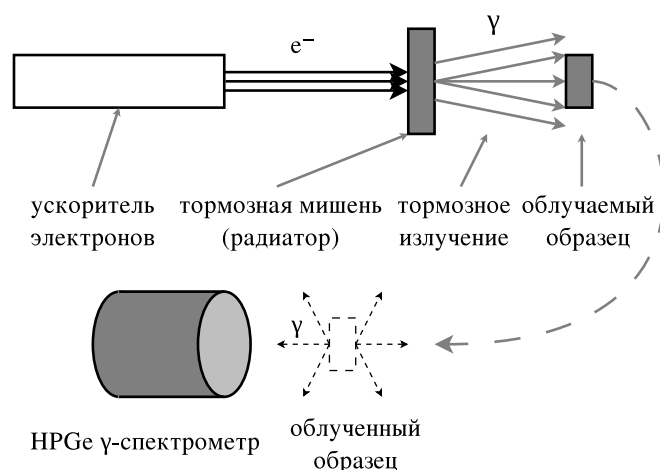


Рис. 2: Схема проведения эксперимента.

| | | | | | | |
|--------------------------------|--------------------------------|---------------------------------|------------------------------|--------------------------------|----------------------------|---------------------------------|
| Y84 4.6 с 1+ | Y85 2.68 ч (1/2)- | Y86 14.74 ч 4- | Y87 79.8 ч 1/2- | Y88 106.626 дн 4- | Y89 100 1/2- | Y90 64.053 ч 2- |
| Sr83 32.41 ч 7/2+ | Sr84 0.56 0+ | Sr85 64.84 дн 9/2+ | Sr86 9.86 0+ | Sr87 7.00 9/2+ | Sr88 82.58 0+ | Sr89 50.53 дн 5/2+ |

Рис. 3: NZ -диаграмма атомных ядер ($N = 44 - 50$), ($Z = 38 - 39$) вблизи стабильного изотопа ^{89}Y . Стабильные изотопы выделены черным цветом, β^- -радиоактивные изотопы — красным, β^+ -радиоактивные изотопы — синим. Для всех изотопов указано массовое число A , спин J , четность $P = \pm$, для радиоактивных изотопов указан период полураспада, для стабильных процентное содержание изотопа в природной смеси изотопов

после окончания облучения. Идентифицированные γ -линии наиболее интенсивных переходов, соответствующие образованию различных конечных ядер в фото-

Таблиця II: Характеристики розпадов ізотопів, утворюючихся в результаті облучення мішені із іттрія ^{89}Y . $T_{1/2}$ — період полураспада, J^P — спин і четність основного або ізомерного стану, E_γ — енергія γ -квантів, по яким проводилась ідентифікація радіоізотопу, I_γ — квантовий вихід γ -квантів

| Ізотоп | $T_{1/2}$ | J^P | E_γ , кЕВ | I_γ , % |
|------------------|-------------|---------|------------------|----------------|
| ^{88}Y | 106.65 сут. | 4^- | 898.042 | 93.7 |
| | | | 1836.063 | 99.2 |
| ^{87}Y | 79.8 ч. | $1/2^-$ | 388.531 | 82 |
| | | | 484.805 | 89.7 |
| ^{87m}Y | 13.37 ч. | $9/2^+$ | 380.79 | 78 |
| | | | 307.00 | 3.46 |
| | | | 383.02 | 3.63 |
| | | | 443.14 | 16.9 |
| | | | 515.18 | 4.89 |
| | | | 580.57 | 4.79 |
| | | | 627.72 | 32.6 |
| | | | 645.9 | 9.2 |
| | | | 703.34 | 15.4 |
| | | | 777.35 | 22.4 |
| ^{86}Y | 14.74 ч. | 4^- | 1076.64 | 83 |
| | | | 1153.01 | 30.5 |
| | | | 1854.38 | 17.2 |
| | | | 1920.72 | 20.8 |
| | | | 208.10 | 94 |
| | | | 231.67 | 84 |
| | | | 504.45 | 60 |
| | | | 913.93 | 9.0 |
| ^{86m}Y | 48 мин. | 8^+ | 208.10 | 94 |
| ^{85}Y | 2.68 ч. | $1/2^-$ | 504.45 | 60 |
| | | | 913.93 | 9.0 |

ядерних реакціях, приведені в табл. 2. Експериментальні виходи розраховувались на основі співвідношення:

$$Y = \frac{N_0}{e^{-\lambda t_1} \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt}, \quad (2)$$

де t_1 — час облучення, N_0 — кількість радіоактивних ядер утворюючогося ізотопу на момент закінчення облучення:

$$N_0 = \frac{S}{k(e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda(t_3-t_1)})} \quad (3)$$

де S — площа фотопіка в спектрах залишкової активності, відповідного γ -переходу при розпаді кінцевого ядра за час вимірювання, t_2 — час початку вимірювання, t_3 — час закінчення вимірювання, λ — постійна розпаду, k — коефіцієнт, рівний добутку ефективності детектора, коефіцієнта каскадного суммування і квантового виходу γ -кванта при γ -переходах.

Експериментально вимірені виходи фотоядерних реакцій на ізотопі, нормовані на вихід реакції $^{89}\text{Y}(\gamma, n)^{88}\text{Y}$ приведені в табл. 3.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В табл. 3 приведені відносні виходи реакцій $(\gamma, 1n)$ – $(\gamma, 4n)$, розраховані з використанням сечених із програми TALYS і моделі КМФР на основі співвідношення (3):

$$Y(\gamma, in) = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{55.6 \text{ МэВ}} \sigma(\gamma, in) \Phi(E_\gamma, 55.6 \text{ МэВ}) dE_\gamma, \quad (4)$$

де α — нормувальна константа, що враховує характеристики мішені і затриманого спектра γ -квантів, $\sigma(\gamma, in)$ — сечення досліджуваної реакції, $\Phi(E_\gamma, 55.6 \text{ МэВ})$ — густина розподілу числа затриманих фотонів з енергією E_γ на 1 електрон прискорювача.

На рис. 5 наведено розрахований по програмі GEANT4 [17] затриманий спектр для використаної нами затриманої мішені. Тут же для порівняння наведено розраховані по програмі TALYS [9] сечення реакцій $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, $(\gamma, 4n)$.

По результатам табл. 3 можна зробити висновок, що найкращим чином експериментальні дані описуються розрахунками на основі моделі КМФР.

Таблица III: Относительные экспериментально измеренные выходы фотонейтронных реакций на ядре ^{89}Y , выходы, рассчитанные на основе теоретических сечений рассчитанных по программы TALYS и модели КМФР. Относительные выходы реакций $(\gamma, 2n) - (\gamma, 4n)$ нормированы на выход реакции $(\gamma, 1n)$

| Изотоп | Реакция | $Y_{\text{эксп.}}^{\text{отн.}}$ | $Y_{\text{TALYS}}^{\text{отн.}}$ | $Y_{\text{КМФР}}^{\text{отн.}}$ |
|-----------------|--|----------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|
| ^{88}Y | $^{89}\text{Y}(\gamma, n)^{88}\text{Y}$ | 1.0 ± 0.07 | 1 | 1 |
| ^{87}Y | $^{89}\text{Y}(\gamma, 2n)^{87}\text{Y}$ | $(1.14 \pm 0.08) \cdot 10^{-1}$ | $0.80 \cdot 10^{-1}$ | $0.99 \cdot 10^{-1}$ |
| ^{86}Y | $^{89}\text{Y}(\gamma, 3n)^{86}\text{Y}$ | $(1.38 \pm 0.08) \cdot 10^{-2}$ | $1.30 \cdot 10^{-2}$ | $1.38 \cdot 10^{-2}$ |
| ^{85}Y | $^{89}\text{Y}(\gamma, 4n)^{85}\text{Y}$ | $(1.10 \pm 0.10) \cdot 10^{-3}$ | $2.49 \cdot 10^{-3}$ | $1.60 \cdot 10^{-3}$ |

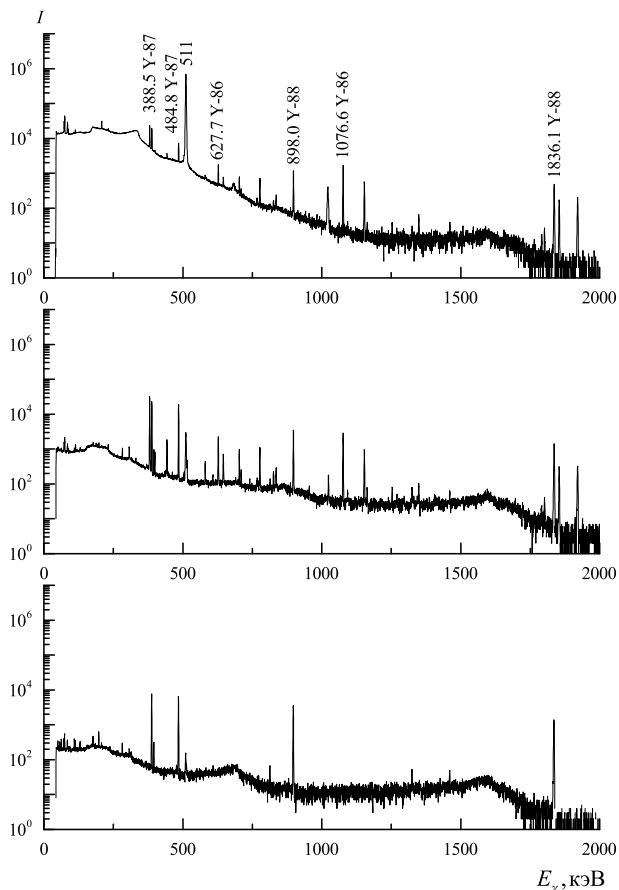


Рис. 4: Спектр γ -квантов I от облученного образца ^{89}Y , измеренный HPGe-спектрометром через 5 мин, 12 часов и 7 дней (сверху вниз) после облучения. Время измерения каждого спектра — 3 часа. Надписи над пиками — энергии γ -линий (в кэВ) и соответствующие им радионуклиды иттрия

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ экспериментальных данных по сечениям фотонейтронных реакций на изотопе ^{89}Y показал:

1. Имеющиеся экспериментальные данные в целом согласуются между собой.

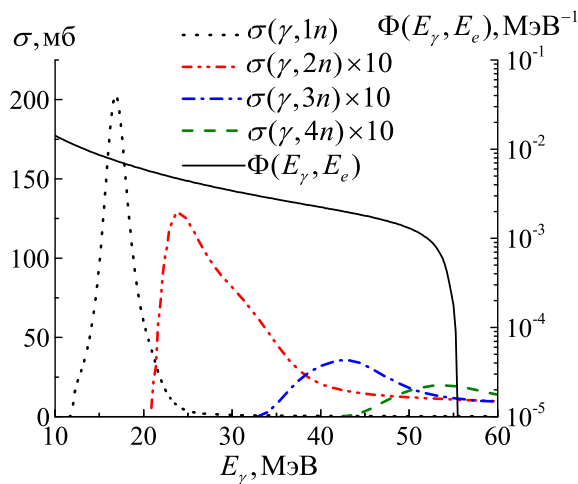


Рис. 5: Плотность распределения числа тормозных фотонов $\phi(E_\gamma, E_e)$ на один электрон пучка ускорителя при энергии электронов ускорителя $E_e = 55.6$ МэВ, рассчитанная с помощью GEANT4. Сечения реакций $^{89}\text{Y}(\gamma, 1n) - (\gamma, 4n)$, рассчитанные с помощью программы TALYS

2. Наибольшее различие $\approx 15\%$ имеют величины сечений (γ, Xn) , (γ, Sn) и (γ, n) , полученные в экспериментах с квазимонохроматическими фотонами в Сакле и Ливерморе.
3. Данные (γ, Xn) и (γ, Sn) экспериментов, выполненных на пучке тормозного излучения, лучше согласуются с данными полученными в Ливерморе.
4. Основным каналом распада ГДР на изотопе ^{89}Y является канал распада с испусканием одного нейтрона — реакция (γ, n) .
5. Испускание каждого последующего нейтрона уменьшает интегральное сечение реакции в 5–10 раз.
6. Метод измерения выходов различной множественности фотонейтронных реакций на основе γ -активационного анализа позволяет уточнить результаты измерений и оценки сечений реакций с вылетом нескольких нейтронов.

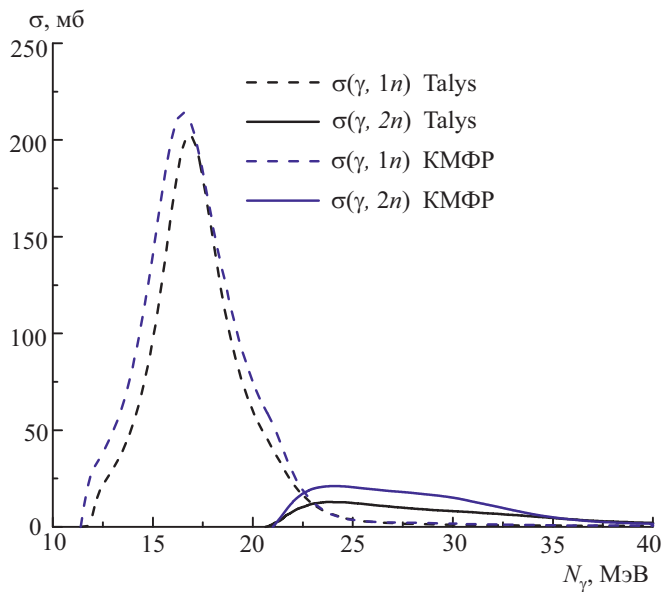


Рис. 6: Сечения реакций сечений реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{89}Y , рассчитанные с помощью программы TALYS и модели КМФР

7. Программа расчета фотоядерных реакций TALYS и модель КМФР в целом хорошо описывают имеющиеся данные по сечениям и выходам фотонейтронных реакций в области энергий до 55 МэВ на изотопе ^{89}Y . Основным фактором, влияющим на расчет парциальных сечений, является выбор сечения полного фотопоглощения. Сечения из программы TALYS хорошо совпадают с сечениями из Ливермора. Сечения, рассчитанные по модели КМФР, совпадают с данными Сакле.
8. Наилучшим образом экспериментальные данные по относительным выходам фотонейтронных реакций на изотопе ^{89}Y описываются расчетами на основе модели КМФР.
9. Методы регистрации фотонейтронных реакций различной множественности сталкиваются с проблемой разделения различных каналов реакций, поэтому необходимо дальнейшее развитие методов прямой регистрации конечных ядер, образующихся в фотоядерных реакциях.

- [1] Fultz S. C., Berman B. L., Caldwell J. T., et al. Phys. Rev. 1967. **162** P. 1098.
- [2] Leprêtre A., Beil H., Bergère R., et al. Nucl. Phys. A. 1971. **175**. P. 609.
- [3] Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Лазутин Е. В., Пискарев И. М., Шевченко О. П. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1970. **34**. С. 2232.
- [4] Young L. C. M. PhD Thesis, Champaign: Illinois University, 1972.
- [5] Rahman A., Kato K., Arima H. et al. J. Nucl. Sci. Tech. 2010. **47**. P. 618.
- [6] Zaman M., Kim G., Naik H. et al. J. Radioanal. Nucl. Chem. 2014. **299**. P. 1739.
- [7] Zaman M., Kim G., Kim K. et al. J. Korean Phys. Soc. 2015. **67**. P. 1482.
- [8] Tatari M., Naik H., Kim G. et al. Radiochim. Acta 2017. **105**. P. 789.
- [9] Koning A. J., Hilaire S., Duijvestijn M. C. Proc. Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. (Nice, France, 2008). P. 211.
- [10] Варламов В. В., Давыдов А. И., Орлин В. Н., Песков Н. Н. Изв. РАН. Сер. физ. 2017. **81**. С. 738.
- [11] Варламов В. В., Ишханов Б. С., Орлин В. Н., Четверткова В. А. Изв. РАН. Сер. физ. 2010. **74**. С. 875.
- [12] Ишханов Б. С., Орлин В. Н. ЭЧАЯ 2007. **38**. С. 460 (Ishkhanov B. S., Orlin V. N. Phys. Part. Nucl. 2007. **38**. P. 232).
- [13] Бельшев С. С., Стопани К. А., Кузнецов А. А. и др. Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ. астрон. 2011. № 4. С. 42
- [14] Belyshev S. S., Ermakov A. N., Ishkhanov B. S. et al Nucl. Instrum. Methods. A. 2014. **745**. P. 133;
- [15] Raevsky V. G., Karev A. I., Lebedev A. N. Proc. XXII Russian Particle Accelerator Conf. Rupac-2010. (Novosibirsk, Budker INP, 2010). p. 316.
- [16] Belyshev S. S., Filipescu D. M., Gheoghe I. et al. Eur. Phys. J. A. 2015. **51**. P. 67.
- [17] Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2003. **506**. P. 250.

Photodisintegration of ^{89}Y

S. S. Belyshev¹, V. V. Varlamov², B. S. Ishkhanov^{1,2a}, A. A. Kuznetsov^{1,2a}, A. B. Priselkova², A. A. Prosnikov², A. D. Fedorova¹, V. V. Khankin²

¹Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia

E-mail: ^akuznets@depni.sinp.msu.ru

The relative yields of photoneutron reactions on ^{89}Y isotope were measured at the upper limit of bremsstrahlung photons 55.6 MeV. A comparison of measured relative yields with relative reaction yields calculated on the basis of theoretical photoneutron cross sections from TALYS and CMFR model is given.

PACS: 25.20.-x.

Keywords: photonuclear reactions, gamma activation analysis, cross section evaluation.

Received 2019.

Сведения об авторах

1. Бельшев Сергей Сергеевич — ассистент; тел.: (495) 939 25 28, e-mail: belyshev@depni.sinp.msu.ru.
 2. Варламов Владимир Васильевич — доктор физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939 34 83, e-mail: varlamov@depni.sinp.msu.ru.
 3. Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939 50 95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
 4. Кузнецов Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru.
 5. Приселкова Анна Борисовна — , науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: apriselkova@mail.ru.
 6. Просняков Александр Александрович — аспирант; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: aa.prosnyakov@physics.msu.ru.
 7. Федорова Анна Дмитриевна — студент; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: anna.fedorova@physics.msu.ru.
 8. Ханкин Вадим Валерьевич — науч. сотрудник; тел.: (495) 939-24-51, e-mail: v-k32@yandex.ru.
-