

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С ВЫЛЕТОМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ НА ЕСТЕСТВЕННОМ ОСМИИ И ИРИДИИ

*М. В. Желтоножская^a, А. А. Ким^{a, 1}, П. Д. Ремизов^a,
А. П. Черняев^a, В. В. Ханкин^a, М. Н. Юсупов^a*

^a Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991, Россия

Впервые получены экспериментальные данные по средневзвешенным выходам по потоку тормозного излучения с граничной энергией 55,5 МэВ фотоядерных реакций с вылетом α -частиц на мишенях из осмия и иридия естественного изотопного состава. Учет фактора преформирования α -частиц порядка $\sim 10^{-2}$ в теоретических расчетах качественно объясняет экспериментальные данные. Установлено преобладание нестатистических механизмов испускания заряженных частиц при энергиях γ -квантов ниже 55 МэВ.

For the first time, experimental data have been obtained on the flux-weighted average yields of (γ, α) reactions on targets of natural osmium and iridium for a bremsstrahlung beam with an endpoint energy of 55.5 MeV. Theoretical calculations that include an α -particle preformation factor of $\sim 10^{-2}$ provide a satisfactory description of the experimental data. It is established that non-statistical mechanisms of charged particle emission dominate at photon energies below 55 MeV.

PACS: 25.20.—x

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время, несмотря на многолетние исследования, вопрос о состоянии нуклонов в ядерной материи остается открытым. Гипотеза, постулирующая сохранение нуклонами своих индивидуальных свойств, идентичных свойствам в вакууме, была подвергнута сомнению в рамках ряда альтернативных подходов. Разрабатывались различные модели, включающие описание нуклонов в виде квазичастиц или взаимодействующих бозонов внутри ядра, а также сценарий полной кластеризации α -частиц в ядерной материи [1]. Несмотря на успешное применение перечисленных моделей для описания ряда ядерных процессов, для их верификации требуются дальнейшие экспериментальные исследования.

В научной литературе представлены обширные экспериментальные данные по сечениям (γ, n) -реакций, а также ограниченные данные по (γ, p) - и (γ, d) -реакциям [2–5]. В отличие от них, единичные попытки измерения выходов (γ, α) -реакций демонстрируют значительный разброс значений [1, 6, 7]. В работах [1, 8] была проведена

¹E-mail: kim@srd.sinp.msu.ru

систематизация относительных выходов (γ, α) -реакций в зависимости от параметра $(E - E_{\text{пор}} - B_K)$, характеризующего превышение граничной энергии E_e над эффективным порогом, равным сумме порога энергии реакции $E_{\text{пор}}$ и высоты кулоновского барьера B_K . Нормированные на выход наиболее вероятной (γ, n) -реакции, выходы (γ, α) -реакций демонстрируют закономерное уменьшение с ростом величины эффективного порога в области $E_e < 30$ МэВ. Отсутствие систематических данных по выходам (γ, α) -реакций на средних и тяжелых ядрах определяет актуальность экспериментальных исследований для углубленного понимания механизмов ядерных процессов. В данной работе для решения этой задачи проведено измерение выходов реакций с испусканием нуклонов и α -частиц, индуцированных тормозным излучением с граничной энергией ≈ 55 МэВ на изотопах осмия и иридия.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Облучение мишеней осмия природного изотопного состава (^{184}Os (0,02 %), ^{186}Os (1,59 %), ^{187}Os (1,96 %), ^{188}Os (13,24 %), ^{189}Os (16,15 %), ^{190}Os (26,26 %), ^{192}Os (40,78 %)) и иридия (^{191}Ir (37,3 %), ^{193}Ir (62,7 %)) проводилось на разрезном микротроне НИИЯФ МГУ [9] тормозным излучением с граничной энергией 55,5 МэВ. Для оценки потока тормозного излучения использовалась хорошо изученная реакция на тантале $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$.

Регистрация γ -излучения в облученных мишенях проводилась на полупроводниковых спектрометрах с детекторами из сверхчистого германия CanberraTM и OrtecTM. Эффективность регистрации составляла 15–40 % по сравнению с NaI(Tl)-детектором размером $3' \times 3''$, а энергетическое разрешение — 1,8–2,0 кэВ по γ -линиям 1173 и 1332 кэВ ^{60}Co . Калибровка спектрометров по эффективности выполнялась с использованием стандартных калибровочных источников ^{152}Eu и ^{226}Ra .

Обработка спектров осуществлялась в программе Winspectrum [10]. Измеренные γ -спектры облученных мишеней осмия и иридия приведены на рис. 1 и 2. Активность продуктов исследуемых реакций $^{192}\text{Os}(\gamma, \alpha)^{188}\text{W} \rightarrow ^{188}\text{Re}$, $^{192}\text{Os}(\gamma, \alpha n)^{187}\text{W}$ определялась по γ -переходам 155 кэВ ^{188}Re ($T_{1/2} = 17$ ч), который находится в равновесии с ^{188}W ($T_{1/2} = 69,8$ сут), и 479 кэВ ^{187}W ($T_{1/2} = 23,8$ ч). Поскольку ^{188}Re может также образовываться напрямую в реакциях на других изотопах осмия ($^{189}\text{Os}(\gamma, p)^{188}\text{Re}$, $^{190}\text{Os}(\gamma, pn)^{188}\text{Re}$, $^{192}\text{Os}(\gamma, p3n)^{188}\text{Re}$), активность осмиевой мишени измерялась на полупроводниковом спектрометре дважды: через 2 ч и через месяц после сеанса облучения. Активность ^{189}Re ($T_{1/2} = 24,3$ ч) как продукта реакции $^{193}\text{Ir}(\gamma, \alpha)^{189}\text{Re}$ определялась по γ -переходам 216,7, 219,4 и 245,1 кэВ, однако в этих γ -линиях присутствует вклад от изотопа ^{189}Ir ($T_{1/2} = 13,2$ сут). Для корректного расчета активности ^{189}Re была проведена оценка вклада каждого нуклида на основе их квантовых выходов: для ^{189}Re — 5,5, 4,5 и 3,5 %, а для ^{189}Ir — 0,52, 0,53 и 6 % для γ -линий 216,7, 219,4 и 245,1 кэВ соответственно. Также были проведены повторные измерения облученной мишени иридия через 2 недели. Активность ^{191}Os ($T_{1/2} = 15$ сут) продукта реакции $^{193}\text{Ir}(\gamma, pn)^{191}\text{Os}$ определялась по γ -переходу 129,4 кэВ.

Плотность потока тормозного излучения на осмиевых мишенях, требуемая для расчета средневзвешенных выходов (Y) исследуемых реакций, определялась по активности ^{180}Ta в мониторинжных мишенях тантала идентичной геометрии. Посколь-

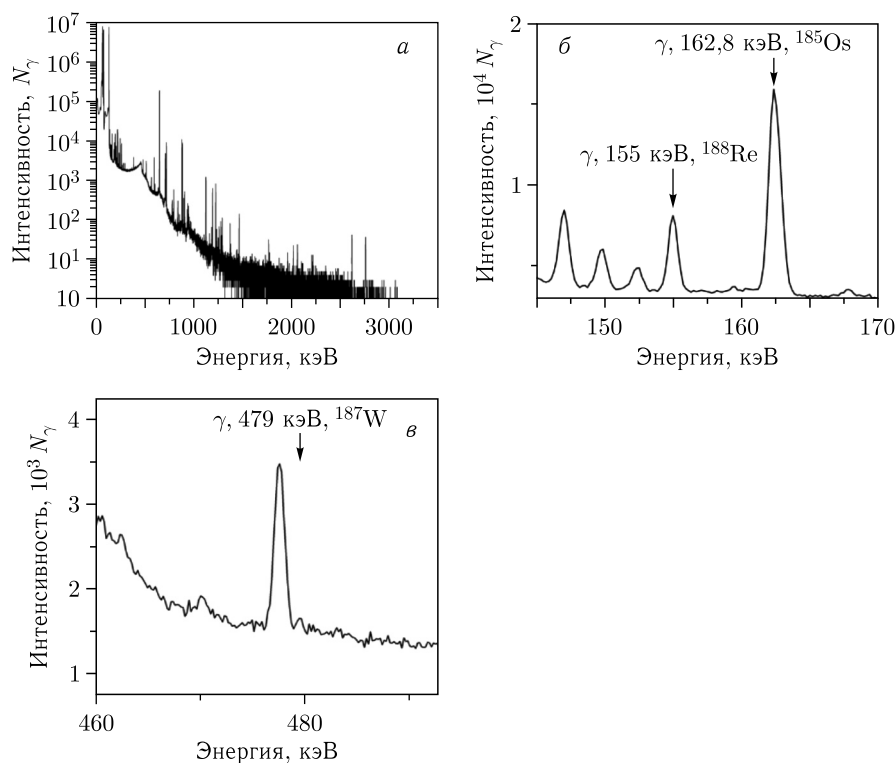


Рис. 1. Спектр γ -лучей облученной мишени осмия природного изотопного состава тормозным излучением с граничной энергией 55,5 МэВ: а) общий вид γ -спектра; б) фрагмент γ -спектра в области энергий γ -лучей 145–170 кэВ, измеренный через месяц после облучения; в) фрагмент γ -спектра в области энергий γ -лучей 460–500 кэВ

ку существующие экспериментальные сечения реакции ${}^{181}\text{Ta}(\gamma, n){}^{180}\text{Ta}$ в области 10–20 МэВ немного противоречивы, а при энергиях выше 30 МэВ недостаточны [2, 4, 11–14], средневзвешенные выходы фотонейтронной реакции на тантале были рассчитаны с использованием кода TALYS2.0 [15]. Корректность моделирования подтверждена сопоставлением с имеющимися экспериментальными данными. Использование этого подхода основано на подтвержденной в предыдущих наших исследованиях на тяжелых ядрах ($Z > 70$) точностью статистических моделей ядра при описании (γ, Xn) -реакций с вылетом одного и нескольких нейтронов [16].

Средневзвешенные по спектру тормозного излучения выходы реакции ${}^{181}\text{Ta}(\gamma, n){}^{180}\text{Ta}$ определялись методом свертки данных для монохроматических γ -квантов со спектром, рассчитанным в программном пакете Geant4 [17] (рис. 3):

$$Y_{\text{мон}} = \frac{\sum \sigma_i \varphi_i (E_{\text{пор}}; E_e)}{\sum \varphi_i (E_{\text{пор}}; E_e)}, \quad (1)$$

где σ_i — значения сечений реакции ${}^{181}\text{Ta}(\gamma, n){}^{180}\text{Ta}$ для монохроматических γ -квантов; φ_i — весовой коэффициент, отражающий долю фотонов данной энергии в спектре

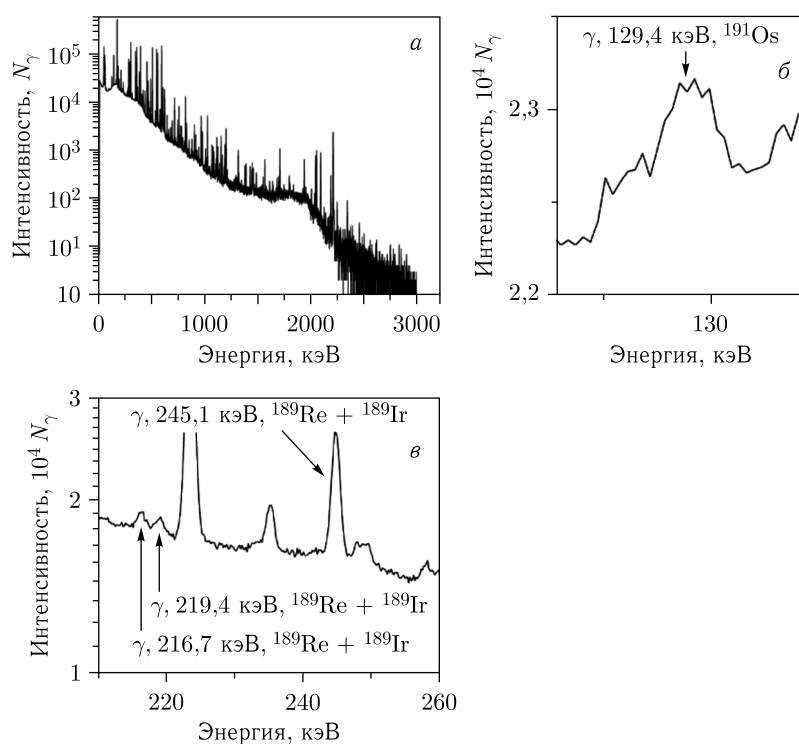


Рис. 2. Спектр γ -лучей облученной мишени иридия природного изотопного состава тормозным излучением с граничной энергией 55,5 МэВ: а) общий вид γ -спектра; б) фрагмент γ -спектра в области энергий γ -лучей 127–132 кэВ; в) фрагмент γ -спектра в области энергий γ -лучей 210–260 кэВ

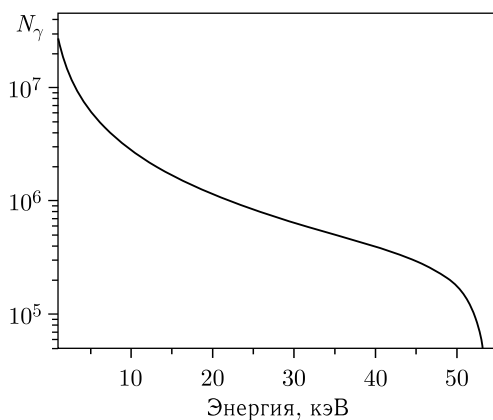


Рис. 3. Спектр тормозного излучения с граничной энергией 55,5 МэВ, смоделированный с использованием программного кода Geant4

тормозного излучения ускорителя, смоделированного с использованием программного кода Geant4. Суммирование производилось от энергетического порога фотоядерной реакции ($E_{\text{пор}}$) до максимальной энергии γ -квантов в тормозном спектре, соответствующей энергии ускоренных электронов (E_e).

После этого рассчитывался поток тормозного излучения по формуле ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$)

$$F_{\text{мон}} = \frac{\lambda S M}{Y_{\text{мон}} N_A m p (1 - e^{-\lambda t_{\text{акт}}}) e^{-\lambda t_{\text{п}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}}) \theta \eta \varepsilon k}, \quad (2)$$

где S — площадь фотопика ^{180}Ta 93,3 или 103,6 кэВ в измеренном γ -спектре (отсчеты); λ — постоянная распада ^{180}Ta (с^{-1}); m — масса облучаемой мишени (г); M — молярная масса ядра ^{181}Ta ($\text{г} \cdot \text{моль}^{-1}$); N_A — число Авогадро ($6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$); p — содержание ^{181}Ta в облучаемой природной смеси тантала; $t_{\text{акт}}$, $t_{\text{п}}$, $t_{\text{изм}}$ — время облучения мишени на ускорителе, время паузы между окончанием облучения и началом измерений на полупроводниковом спектрометре, время измерения спектра соответственно (с); $Y_{\text{мон}}$ — средневзвешенный по потоку тормозного излучения выход мониторной реакции, рассчитанный по формуле (1) (6); θ — отношение живого времени записи γ -спектра к реальному; η — квантовый выход γ -линии 93,3 или 103,6 кэВ; ε — эффективность регистрации γ -линии детектором; k — коэффициент самопоглощения соответствующей γ -линии исследуемой мишени. Он рассчитывался после моделирования облучаемой мишени в программном коде MCNP [18]. Сначала оценивалась эффективность регистрации γ -линий 93,3 или 103,6 кэВ для точечной (ε_T) и реальной (ε_p) мишеней, а затем поправка на самопоглощение рассчитывалась как $k = \varepsilon_p / \varepsilon_T$. При этом эффективность регистрации для точечной мишени была получена с помощью калибровочных точечных источников. Величины λ , M , p и η — физические константы, которые были взяты в базе данных [19]. S , m , $t_{\text{акт}}$, $t_{\text{п}}$, $t_{\text{изм}}$, θ , ε и k определялись из условий эксперимента.

Расчет интегральной плотности потока F на мишенях осмия и иридия включал перенормировку величины $F_{\text{мон}}$, учитывающую различие пороговых энергий мониторной и целевой реакций:

$$F = F_{\text{мон}} \frac{\sum \varphi_j(E_{\text{пор}}; E_e)}{\sum \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_e)}. \quad (3)$$

Эта величина далее использовалась для определения экспериментальных средневзвешенных по потоку тормозного излучения выходов (Y) исследуемых реакций $^{192}\text{Os}(\gamma, \alpha)^{188}\text{W}$, $^{192}\text{Os}(\gamma, \alpha n)^{187}\text{W}$, $^{193}\text{Ir}(\gamma, \alpha)^{189}\text{Re}$, $^{193}\text{Ir}(\gamma, pn)^{191}\text{Os}$:

$$Y_{\text{эксп}} = \frac{\lambda_i S_i M_i}{F N_A m p_i (1 - e^{-\lambda t_{\text{акт}}}) e^{-\lambda t_{\text{п}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}}) \theta \eta_i \varepsilon k}, \quad (4)$$

где S_i — площади фотопиков, сопутствующих распадам $^{187,188}\text{W}$, ^{189}Re , ^{191}Os ; η_i — квантовые выходы γ -излучения при распаде $^{187,188}\text{W}$, ^{189}Re , ^{191}Os ; λ_i — постоянные распада $^{187,188}\text{W}$, ^{189}Re , ^{191}Os ; M_i — молярная масса ядер ^{192}Os и ^{193}Ir ($\text{г} \cdot \text{моль}^{-1}$); p_i — содержание ^{192}Os и ^{193}Ir в облучаемых мишенях осмия и иридия; остальные параметры рассчитывались аналогично, как и для мишени тантала.

Средневзвешенные выходы исследуемых реакций определялись не только вышеуказанным методом, но и по отношению к выходам хорошо изученных фотонейтронных реакций на иридии и осмии — $^{193}\text{Ir}(\gamma, n)^{192}\text{Ir}$ и $^{192}\text{Os}(\gamma, n)^{191}\text{Os}$. Для этого

в γ -спектрах облученной мишени иридия была определена активность ^{192}Ir ($T_{1/2} = 73,8$ сут) по γ -переходу 205,8 кэВ (3,3%), а в мишени осмия — ^{191}Os ($T_{1/2} = 15$ сут) по γ -переходу 129,4 кэВ (26,5%). Также измерения выхода α -частиц на изотопах осмия сравнивались с выходом активности ^{185}Os по γ -переходу 162,8 кэВ (0,57%), образующемуся в (γ, Xn) -реакциях на $^{186-189}\text{Os}$. В пределах погрешности измерений наблюдается хорошее согласие.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные экспериментальные результаты о средневзвешенных по потоку тормозного излучения выходах изученных реакций (таблица) нами были проанализированы в рамках статистических моделей ядра. Расчеты эффективных выходов были проведены с помощью программного кода TALYS2.0 (см. таблицу). Как видно, выходы реакций с вылетом α -частиц даже качественно не описываются статистическими моделями. Наблюдаемая регулярная зависимость свидетельствует в пользу гипотезы о существовании фактора преформирования для α -частиц, величина которого, составляя порядка 10^{-2} , снижается с ростом Z для тяжелых нуклидов [1]. Полученные оценки согласуются с типичными значениями, используемыми в теории α -распада. Необходимость введения фактора преформирования подтверждается анализом отношения выходов $(\gamma, \alpha)/(\gamma, p)$, который не находит объяснения в рамках различия пороговых энергий даже после их корректного учета. Таким образом, предположение о преформировании α -частиц остается единственным последовательным объяснением наблюдаемых закономерностей.

Низкая величина фактора преформирования (10^{-2}) указывает на отсутствие сформированных кластеров α -частиц в ядре мишени до начала реакции, что противоречит концепции полной кластеризации α -частиц в ядерной материи. Полученные результаты также свидетельствуют о доминировании нестатистических процессов в испускании заряженных частиц даже при энергиях γ -квантов ниже 55 МэВ.

Экспериментальные и теоретические средневзвешенные выходы изученных реакций по потоку тормозного излучения с граничной энергией 55,5 МэВ

Ядро	Реакция	$T_{1/2}$	E_γ , кэВ (I_γ , %)	$Y_{\text{отн}}$	Y , мкб	
					Эксперимент	TALYS2.0
^{188}Re	$^{192}\text{Os}(\gamma, \alpha)^{188}\text{W} \rightarrow ^{188}\text{Re}$	17 ч	155 (15,5)	$0,032 \pm 0,003^*$	$2,9 \pm 0,3$	$2,0 \cdot 10^{-4}$
^{187}W	$^{192}\text{Os}(\gamma, \alpha n)^{187}\text{W}$	23,8 ч	479,5 (26,6)	$0,080 \pm 0,008^*$	$7,2 \pm 0,8$	$9,1 \cdot 10^{-6}$
^{189}Re	$^{193}\text{Ir}(\gamma, \alpha)^{189}\text{Re}$	24,3 ч	216,7 (5,5)	$0,048 \pm 0,008^{**}$	$4,8 \pm 0,8$	$1,97 \cdot 10^{-4}$
			219,4 (4,5)			
			245,1 (3,5)			
^{191}Os	$^{193}\text{Ir}(\gamma, pn)^{191}\text{Os}$	15 сут	129,4 (26,5)	$4,8 \pm 0,5^{**}$	480 ± 50	160

* Относительный средневзвешенный выход реакции, определенный по отношению к выходу реакций $^{192}\text{Os}(\gamma, n)^{191}\text{Os}$.

** Относительный средневзвешенный выход реакции, определенный по отношению к выходу реакции $^{193}\text{Ir}(\gamma, n)^{192}\text{Ir}$.

Также была выполнена оценка выхода (γ, pn) -реакции в предположении, что испускание протонов происходит через аналоговые состояния гигантского дипольного резонанса. В рамках этого подхода расчетный выход реакции составил $\sim 250\text{--}300$ мкб. Как видно из данных таблицы, теоретический расчет, учитывающий суммарный вклад нестатистических и статистических процессов, удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами для реакций с испусканием протонов. Учет фактора преформирования α -частиц, в свою очередь, качественно объясняет полученные экспериментальные величины выходов (γ, α) -реакций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые получены экспериментальные данные по выходам фотоядерных (γ, α) -реакций на мишенях осмия и иридия естественного изотопного состава. Анализ соотношения выходов (γ, α) - и (γ, p) -реакций указывает на необходимость учета в теоретических расчетах фактора преформирования α -частиц порядка 10^{-2} . Результаты демонстрируют преобладание нестатистических механизмов испускания заряженных частиц даже при энергиях γ -квантов ниже 55 МэВ.

Финансирование работы. Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 24-25-00249).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Karamian S. A. Z Dependence of the (γ, α) Reaction Yield // Phys. At. Nucl. 2014. V. 77, No. 11. P. 1429–1434.
2. Varlamov A. V. et al. Atlas of Giant Dipole Resonances. Vienna: IAEA Nucl. Data Section, 1999. 321 p.
3. Dietrich S. S., Berman B. L. Atlas of Photoneutron Cross Sections Obtained with Monoenergetic Photons // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 38, No. 2. P. 199–338.
4. Kawano T. et al. IAEA Photonuclear Data Library 2019 // Nucl. Data Sheets. 2020. V. 163. P. 109–162.
5. IAEA. Photonuclear Production of Radioisotopes. IAEA-TECDOC-2051. Vienna, 2024. 1–84 p.
6. Karamian S. A. et al. Observation of Photonuclear Reactions on Isomeric Targets: $^{178}\text{Hf}^{m2}(\gamma, n)$, $^{177}\text{Hf}^{m2}$, $^{180}\text{Ta}^m(\gamma, 2n)$, $^{178}\text{Ta}^{m, g}$ and $^{180}\text{Ta}^m(\gamma, p)$ $^{179}\text{Hf}^{m2}$ // Z. Phys. A. 1996. V. 356, No. 1. P. 23–29.
7. Долбилкин Б. С. и др. Реакция в области энергий возбуждения 8–25 МэВ // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55. С. 967–970.
8. Karamian S. A. Threshold and Spin Factors in the Yield of Bremsstrahlung-Induced Reactions // Phys. At. Nucl. 2013. V. 76, No. 12. P. 1437–1443.
9. Ermakov A. N. et al. A Multipurpose Pulse Race-Track Microtron with an Energy of 55 MeV // Instrum. Exp. Tech. 2018. V. 61, No. 2. P. 173–191.
10. Zheltonozhskaya M. V. et al. Developing a Way of Processing Complex X-Ray and Gamma Spectra in the Range of Low Energies // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2021. V. 85, No. 10. P. 1122–1127.
11. Bramblett R. L. et al. Photoneutron Cross Sections of ^{181}Ta and ^{165}Ho // Phys. Rev. 1963. V. 129, No. 6. P. 2723–2729.
12. Katz L., Cameron A. G. W. The Solution of X-Ray Activation Curves for Photonuclear Cross Sections // Can. J. Phys. 1951. V. 29, No. 6. P. 518–544.

13. *Bergère R., Beil H., Veyssièrre A.* Photoneutron Cross Sections of La, Tb, Ho and Ta // Nucl. Phys. A. 1968. V. 121, No. 2. P. 463–480.
14. *Deiev O. S. et al.* Cross Sections of Photoneutron Reactions on Ta-181 at $E_{\gamma \max}$ up to 95 MeV // Phys. Rev. C. 2022. V. 106, No. 2. P. 024617.
15. *Koning A. J., Rochman D.* Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113, No. 12. P. 2841–2934.
16. *Zheltonozhskaya M. V. et al.* Studies of Yields of (γ, xn) Reactions on Natural Iridium at the Bremsstrahlung End-Point Energy of 55 MeV // Phys. At. Nucl. 2024. V. 87, No. S2. P. S386–S391.
17. *Agostinelli S. et al.* Geant4 — A Simulation Toolkit // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 506, No. 3. P. 250–303.
18. *Briesmeister J. F.* MCNP — A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Report LA-12625-M. Los Alamos, 1993.
19. IAEA. Live Chart of Nuclides. <https://nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html> (дата обращения 19.11.2025).

Получено 21 ноября 2025 г.