

Фоторасщепление изотопа ^{197}Au

Д. И. Качалова

Введение

Фоторасщепление изотопа ^{197}Au ($Z = 79$) исследовано во многих экспериментах [1–7, 10, 11, 11–23]. Интерес к этому ядру обусловлен тем, что оно считается стандартным для использования в качестве монитора для измерения потоков γ -квантов в фотоядерных экспериментах. Преимущество использования ^{197}Au в качестве монитора обусловлено тем, что:

- реакция $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ имеет низкий порог — 8 МэВ,
- в литературе имеются надежные оцененные сечения реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$.

Основные характеристики изотопов золота приведены на рис. 1. 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.

Сечения фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{197}Au в области энергий до 20 МэВ измерялись в ряде экспериментов на пучках квазимоноэнергетических фотонов [1–3] методом разделения нейтронов по множественности. Сечения реакции $(\gamma, 1n)$ до порога реакции $(\gamma, 2n)$ были измерены на пучках γ -квантов обратного комптоновского рассеяния [4–7] методом прямой регистрации нейтронов. В этих экспериментах измеренное сечение реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ использовалось для отработки методики прямой регистрации нейтронов как референсное. Выходы и средние сечения, нормированные на поток γ -квантов, для реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ на пучках тормозного γ -излучения методом наведенной активности измерялось в работах [8–10]. Имеется достаточно боль-

Au191 3.18 ч 3/2+	Au192 4.94 ч 1-	Au193 17.65 ч 3/2+	Au194 38.02 ч 1-	Au195 186.098 дн 3/2+	Au196 6.1669 дн 2-	Au197 100 3/2+	Au198 2.69517 дн 2-	Au199 3.139 дн 3/2+
<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
Pt190 0.014 6.5E11 л 0+	Pt191 2.83 дн 3/2-	Pt192 0.782 0+	Pt193 50 л 1/2-	Pt194 32.967 0+	Pt195 33.832 1/2-	Pt196 25.242 0+	Pt197 19.8915 ч 1/2-	Pt198 7.163 0+
			<i>m</i>		<i>m</i>		<i>m</i>	

Рис. 1. NZ -диаграмма атомных ядер вблизи стабильного изотопа ^{197}Au . 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.

шое число экспериментальных работ, выполненных на на пучках тормозного γ -излучения методом наведенной активности, в которых измерялись относительные выходы и изомерные отношения фотоядерных реакций на изотопе ^{197}Au [5, 10–21]. Оцененные сечения для реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)$ были получены в работах [22, 23]. В работе [22] оценка основывалась на результатах анализа систематических расхождений методов разделения нейтронов по множественности лабораторий в Сакле [2] и Ливерморе [1]. В работе [23] для оценки использовался экспериментально-теоретический подход, в котором сечения реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)$ рассчитывались на основе экспериментальных сечений реакции $\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ и теоретических сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, рассчитанных по комбинированной модели фотоядерных реакций [24, 25]. В работе [11] сечение реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ получено на основе данных активационного эксперимента на тормозном пучке γ -квантов и анализа данных моделирования с помощью программы GEANT4. На рис. 2 приведены экспериментальные и оцененные сечения реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$, полученные в работах [1–3, 11, 22]. Эти сечения выбраны, т. к. они получены в широкой энергетической области. Также на рис. 2 приведено сечение реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$, рассчитанное с помощью программы TALYS [26]. Видно, что имеется достаточно хорошее совпадение в величинах положения энергии и сечения в максимуме. Достаточно сильно сечения различаются в области энергий сечения $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)$. Экспериментальные, оцененное и теоретическое сечения реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)$ приведено на рис. 3.

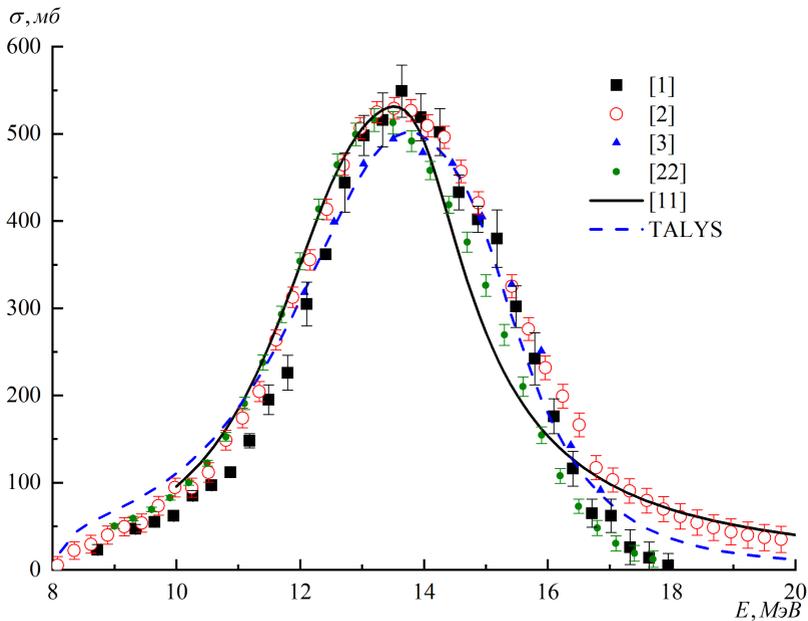


Рис. 2. Экспериментальные сечения [1–3, 11], оцененное сечение [22] и сечение реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ рассчитанное по программе TALYS [26].

1. Методика проведения эксперимента и обработки данных

Ранее в НИИЯФ МГУ был реализован прямой метод измерения выходов реакций различной множественности непосредственно по конечным ядрам реакций [27, 28]. Эксперимент по γ -активационному анализу продуктов фотонейтронных реакций на изотопе ^{197}Au был выполнен на разрезном микротроне РТМ55 НИИЯФ МГУ при энергии электронов ускорителя 55 МэВ [29]. Тормозной пучок фотонов образовывался на вольфрамовой мишени толщиной 2.1 мм. Облучалась золотая фольга размером $1.1 \times 2.5 \text{ см}^2$, массой 2.13 г. Облучение продолжалось в течение одного часа. 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 1 месяц. В течение этого времени данные записывались в память запоминающего устройства с интервалом 3.2 сек. В ре-

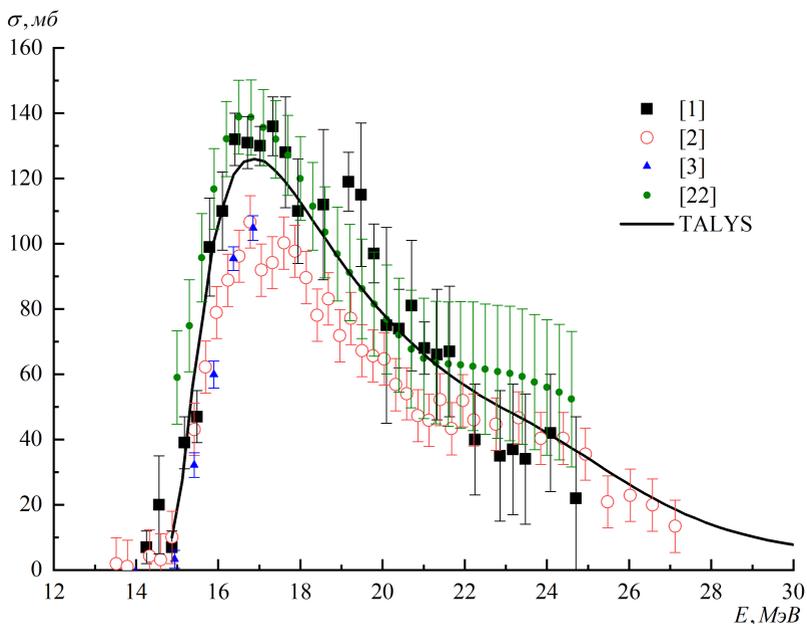


Рис. 3. Экспериментальные сечения [1–3, 11], оцененное сечение [22] и сечение реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)$, рассчитанное по программе TALYS [26].

в результате фотонейтронных реакций на изотопе ^{197}Au образуются более легкие изотопы $^{194-196}\text{Au}$, имеющие различные периоды полураспада и характерные энергии γ -распадов. Анализ продуктов реакций на изотопе золота ^{197}Au проводился на основе характерных γ -линий изотопов и их периодов полураспада. Для определения абсолютных выходов исследуемых реакций в пучке одновременно облучалась медная фольга [30]

Экспериментальные выходы рассчитывались на основе соотношения:

$$Y = \frac{N_0}{e^{-\lambda t_1} \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt}, \quad (1)$$

где t_1 — время облучения, N_0 — число радиоактивных ядер образующегося изотопа на момент окончания облучения:

$$N_0 = \frac{S}{k(e^{-\lambda(t_2-t_1)} - e^{-\lambda(t_3-t_1)})} \quad (2)$$

где S — площадь фотопика в спектрах остаточной активности, соответствующего γ -переходу при распаде конечного ядра за время измерения, t_2 — время начала измерения, t_3 — время окончания измерения, λ — постоянная распада, k — коэффициент, равный произведению эффективности детектора, коэффициента каскадного суммирования и квантового выхода γ -кванта при γ -переходах.

2. Обсуждение результатов

В экспериментах на пучке тормозного γ -излучения измеряются выходы реакции, которые в случае достаточно высокой верхней границы тормозного спектра перекрывают сразу несколько возможных каналов реакции. Абсолютным выходом фотоядерной реакции, в γ -активационном эксперименте измеренным на тормозном пучке, называется число реакций в исследуемой мишени, отнесённое к единице прошедшего через радиатор заряда пучка электронов ускорителя:

$$Y(E^m) = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^m} \varphi(E, E^m) \sigma(E) dE, \quad (3)$$

где $\sigma(E)$ — сечение фотоядерной реакции, $\varphi(E, E^m)$ — плотность распределения числа тормозных фотонов по энергии на один электрон пучка ускорителя $E^m = 55$ МэВ — кинетическая энергия электронов, падающих на вольфрамый радиатор, E — энергия тормозных γ -квантов, образующихся в радиаторе, $E_{\text{пор}}$ — порог исследуемой фотоядерной реакции, α — количество исследуемых ядер, отнесенное к 1 см^2 мишени.

Абсолютные выходы реакций в экспериментах, выполненных в различных условиях (материал и толщина конвертера, толщина мишени), отличаются из-за различия в потоке тормозных фотонов. Для того чтобы сопоставлять результаты, полученные на разных установках в разных экспериментах, удобнее использовать средневзвешенные сечения реакций. Оно вводится как среднее значение функции сечения реакции с весом, равным количеству тормозных фотонов:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\int_{E_i \text{ порог}}^{E^m} \sigma(E) \cdot W(E, E^m) dE}{\int_{E_i \text{ порог}}^{E^m} W(E, E^m) dE}. \quad (4)$$

В эксперименте использовался тонкий конвертер и тонкая мишень. Такие условия были выбраны, чтобы минимизировать искажения тормоз-

ного спектра вследствие энергетических потерь электронов в конвертере и в облучаемой мишени.

Сравнение средневзвешенных по тормозному спектру сечений фотоядерных реакций на ядре ^{197}Au , полученных в настоящем эксперименте и теоретически рассчитанных на основе сечений, рассчитанных по программе TALYS, и тормозного спектра, рассчитанного на основе модели установки на GEANT4, приведено в таблице 1. Видно согласие экспериментальных и теоретических средневзвешенных по тормозному спектру сечений реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$.

Таблица 1. Сравнение средневзвешенных по тормозному спектру сечений фотоядерных реакций на ядре ^{197}Au , полученных в настоящем эксперименте и теоретически рассчитанных на основе сечений, рассчитанных по программе TALYS, и тормозного спектра, рассчитанного на основе модели установки на GEANT4

Изотоп	Реакция	$\langle\sigma_{\text{эксп}}\rangle$, мб	$\langle\sigma_{\text{TALYS}}\rangle$, мб
^{196}Au	$^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$	103 ± 1	101
^{195}Au	$^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)$	36.8 ± 1.8	38
^{194}Au	$^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)$	8.8 ± 0.4	6.0
^{193}Au	$^{197}\text{Au}(\gamma, 4n)$	3.21 ± 0.28	3.14

Так как экспериментальные [1–3, 11] и оцененное [22] сечения реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ были измерены в разных энергетических интервалах и ограничены максимальной энергией 20 МэВ, то для сравнения с результатами настоящей работы сечения этих реакций аппроксимировались кривыми Лоренца. Ядро ^{197}Au в основном состоянии деформировано, поэтому для аппроксимации использовались две кривые Лоренца:

$$\sigma(\gamma, 1n) = \frac{\sigma_{m1}E_{\gamma}^2\Gamma_1^2}{E_{\gamma}^2\Gamma_1^2 + (E_{\gamma}^2 - E_{m1}^2)^2} + \frac{\sigma_{m2}E_{\gamma}^2\Gamma_2^2}{E_{\gamma}^2\Gamma_2^2 + (E_{\gamma}^2 - E_{m2}^2)^2}, \quad (5)$$

где E_{m1}, E_{m2} — положения максимумов сечений, σ_{m1}, σ_{m2} — величины сечений в максимумах, Γ_1, Γ_2 — ширины резонансов, отвечающих колебаниям вдоль большой и малой осей ядерного эллипсоида.

Параметры сечений подбирались так, чтобы максимально близко описывать экспериментальные данные. В таблице 2 приведены параметры Лоренцевских кривых, аппроксимирующих экспериментальные данные и рассчитанные на их основе интегральные сечения $\sigma_{\text{инт}}$ реакции $(\gamma, 1n)$.

В работе [10] были измерены средневзвешенные по тормозному спектру сечения реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ при энергии электронов ускорителя 50,

60 и 70 МэВ. Для сравнения, полученных нами средневзвешенных по тормозному спектру сечений с этими результатами и расчетами на основе экспериментальных [1, 2, 11], теоретических сечений на основе программы TALYS и оцененных сечений [22] были рассчитаны средневзвешенные по тормозному спектру сечения в зависимости от энергии электронов ускорителя. Эти результаты приведены в таблице 3 и показаны на рис. 4.

Таблица 2. Параметры аппроксимации сечения реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ из работ [1, 2, 11, 22] двумя кривыми Лоренца: E_{m1}, E_{m2} — положения максимумов сечения, σ_{m1}, σ_{m2} — величины сечения в максимуме, Γ_1, Γ_2 — ширины резонансов, отвечающих колебаниям вдоль большой и малой осей ядерного эллипсоида, $\sigma_{\text{инт.}}$ — интегральные сечения.

Параметр	[1]	[2]	[11]	[22]
E_{m1} , МэВ	13.3 ± 0.1	13.0 ± 0.1	12.9 ± 0.6	12.8 ± 0.2
σ_{m1} , мб	530 ± 37	439 ± 33	400 ± 20	451 ± 54
Γ_1 , МэВ	2.8 ± 0.1	3.1 ± 0.1	3.5 ± 0.2	3.0 ± 0.2
$\sigma_{\text{инт.}}$, МэВ мб	2254	2023	2055	1988
E_{m2} , МэВ	15.0 ± 0.1	14.6 ± 0.1	13.9 ± 0.7	14.3 ± 0.2
σ_{m2} , мб	161 ± 39	241 ± 35	200 ± 10	219 ± 58
Γ_2 , МэВ	1.1 ± 0.6	2.3 ± 0.3	2.0 ± 0.1	1.6 ± 0.5
$\sigma_{\text{инт.}}$, МэВ мб	277	835	608	552

Таблица 3. Сравнение средневзвешенных по тормозному спектру сечений реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$, полученных в настоящей работе и работе [10], со средневзвешенными по тормозному спектру сечений, рассчитанных на основе сечений из работ [1, 2, 11, 22], и теоретических сечений, рассчитанных по программе TALYS

E_e , МэВ	$\sigma(\gamma, 1n)$, мб Эксп.	[1]	[2]	[11]	[22]	TALYS TALYS
50	103.2 ± 12.1	99.9	112.6	107.2	103.5	105.5
55	103 ± 1	95.9	108.2	102.9	99.3	101.1
60	102.4 ± 9.5	92.6	104.4	99.3	95.8	97.3
70	101.36 ± 9.74	87.1	98.2	93.3	90.1	91.3

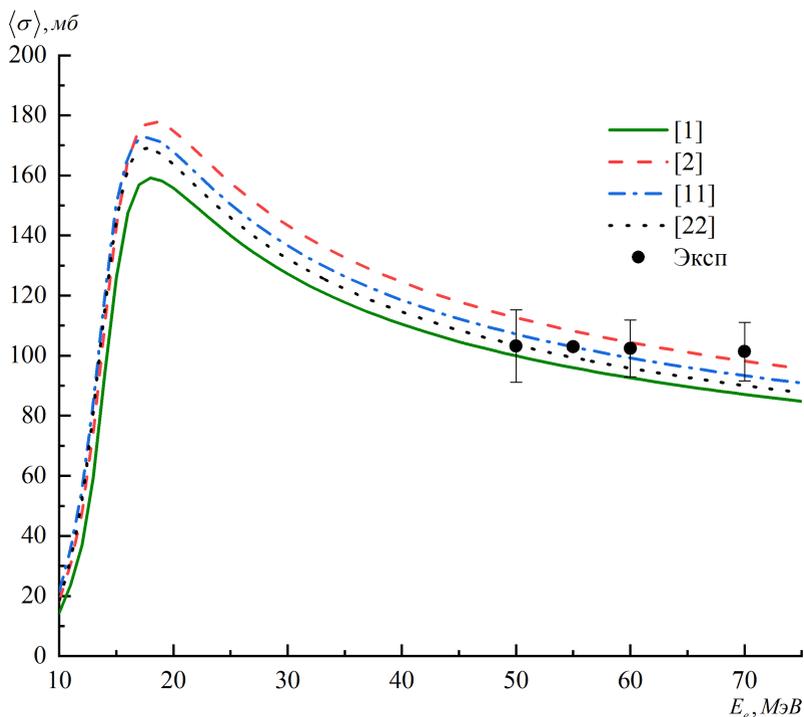


Рис. 4. Сравнение средневзвешенных по тормозному спектру сечений реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$, полученных в настоящей работе и работе [10] (точки) со средневзвешенными по тормозному спектру сечений, рассчитанных на основе сечений из работ [1, 2, 11, 22] (линии)

Заключение

На основе сравнения средневзвешенных по тормозному спектру сечений реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$ (рис. 4), полученных разными методами нельзя сделать однозначный ответ о предпочтительности одного из экспериментальных сечений [1, 2, 11, 22] для использования в качестве нормировочного, что связано с большой погрешностью данных в работе [10]. Однако, если использовать только наши данные по всем реакциям $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n) - ^{197}\text{Au}(\gamma, 4n)$ (таблица 1), можно заключить, что сечения рассчитанные по программе TALYS адекватно описывают полученные нами экспериментальные данные и приемлемы для использования расчета потока γ -квантов в эксперименте на тормозных пучках.

Литература

- [1] *S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, N. A. Kerr* // Phys. Rev. 1962. **127** P. 1273.
- [2] *A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. Lepretre* // Nucl. Phys. A 1970. **159** P. 561.
- [3] *B. L. Berman, R. E. Pywell, S. S. Dietrich et al.* // Phys. Rev. C 1986. **36** P. 1286.
- [4] *K. Y. Hara, H. Harada, F. Kitatani et al.* // Journal of Nuclear Science and Technology 2007. **44** P. 938.
- [5] *O. Itoh, H. Utsunomia, H. Akimune et al.* // Journal of Nuclear Science and Technology 2011. **48** P. 834.
- [6] *F. Kitatani, H. Harada, S. Goko et al.* // Journal of Nuclear Science and Technology 2010. **47** P. 367.
- [7] *F. Kitatani, H. Harada, S. Goko et al.* // Journal of Nuclear Science and Technology 2011. **48** P. 1017.
- [8] *C. Nair, M. Erhard, A. R. Junghans et al.* // Phys. Rev. C 2008. **72** P. 055802.
- [9] *K. Vogt, P. Mohr, M. Babilon et al.* // Nucl. Phys. A 2002. **707** P. 241.
- [10] *H. Naik, G. Kim, K. Kim et al.* // Nucl. Phys. A 2016. **948** P. 28.
- [11] *C. Plaisir, F. Hannachi, F. Gobet et al.* // Eur. Phys. J. 2012. **48** P. 68.
- [12] *S.R. Palvanov, O. Razhabov* // At. Energ. 87 (1999) 75.
- [13] *Yu.P. Gangrsky, N.N. Kolesnikov, V.G. Lukashik, L.M. Melnikova* // Bull. Russ. Acad. Sci., Phys. 67 (2003) 1772.
- [14] *Yu.P. Gangrsky, N.N. Kolesnikov, V.G. Lukashik, L.M. Melnikova* // Phys. At. Nucl. 67 (2004) 1227.
- [15] *T.D. Thiep, T.T. An, N.T. Vinh, et al.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 3 (4) (2006) 223.
- [16] *I.N. Vyshnevskiy, O.I. Davidovskaya, V.A. Zheltonozhsky, et al.* Yad. Fiz. Energ. 9 (1/23) (2008) 37.
- [17] *I.N. Vishnevsky, V.A. Zheltonozhsky, I.N. Kadenko et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci., Phys. 72 (11) (2008) 1569.

- [18] *Md.S. Rahman, K.S. Kim, M.W. Lee, et al.* // J. Radioanal. Nucl. Chem. 283 (2010) 519.
- [19] *С. С. Бельшев, А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, и др.* // Ядерная физика, 74(11):1576–1580, 2011.
- [20] *А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, и др.* // Ядерная физика, 71(3):416–426, 2008.
- [21] *А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, и др.* // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия, (5):49–52, 2007.
- [22] *V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov, D.S.Rudenko, M.E.Stepanov.* // Giant Dipole Resonance Structure in Experiments with Beams of Quasimonoenergetic Photons. (in Russian). MSU SINP Preprint 2002-19/703.
- [23] *V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and S. Yu.Troshchiev,* // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 74, 842 (2010).
- [24] *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* // ЭЧАЯ 2007. **38**. С. 460
- [25] *Ишханов Б. С., Орлин В. Н.* // ЯФ 2008. **71**. С. 517; *Ishkhanov B. S., Orlin V. N.* (Phys. Atom. Nucl. 2008. **71**. P. 493; DOI:10.1134/S1063778808030101).
- [26] *Konig A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C.* // Proc. Intern. Conf.on Nuclear Data for Science and Technology. (Nice, France, 2008). P. 211.
- [27] *Бельшев С.С., Стопани К.А., Кузнецов А.А. и др.* // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ. астрон. 2011. №4. С. 42
- [28] *Belyshev S.S., Ermakov A.N., Ishkhanov B.S. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. A. 2014. **745**. P. 133;
- [29] *А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, В. В. Ханкин, и др.,* // ПТЭ по. 2, 20–37 (2018).
- [30] *Belyshev S. S., Filipescu D. M., Gheoghe I. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2015. **51**. P. 67.