

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

**имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

---

**НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА**

Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Троцкий

**ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ТАНТАЛА**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2011-4/868

Москва, 2011

**Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощев**

**e-mail: [sergey.troschiev@googlemail.com](mailto:sergey.troschiev@googlemail.com)**

## **ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ТАНТАЛА**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2011-4/868

Аннотация

Методом остаточной активности измерены выходы фотонуклонных реакций на изотопе  $^{181}\text{Ta}$  под действием пучка тормозных фотонов с максимальной энергией 67.7 МэВ. При помощи программы TALYS и комбинированной модели рассчитаны сечения фотонуклонных реакций на изотопе  $^{181}\text{Ta}$ . Измеренные выходы сравниваются с выходами, рассчитанными из сечений, полученных в экспериментах на пучках квазимонохроматических и тормозных фотонов. В программе TALYS и в комбинированной модели рассчитаны спектры нейтронов, испускаемых из ядра  $^{181}\text{Ta}$  после поглощения фотонов различной энергии.

**B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, S. Yu. Troschiev**

## **PHOTODISINTEGRATION OF TANTALUM**

Preprint MSU SINP N 2011-4/868

Abstract

Yields of photonuclear reactions on isotope  $^{181}\text{Ta}$  were measured on the bremsstrahlung photon beam with maximum energy 67.7 MeV using gamma-activation analysis. Cross-sections of photonucleon reactions on  $^{181}\text{Ta}$  were calculated by means of TALYS program and combined model. Measured yields are compared to the yields calculated relying on cross-sections measured in the experiments on quasimonochromatic and bremsstrahlung photons. Spectra of neutrons emitted by  $^{181}\text{Ta}$  nucleus excited by photons with energies up to 70 MeV were calculated by means of TALYS program and combined model.

## Введение

Поглощение ядром фотонов с энергией 10–30 МэВ приводит к возбуждению дипольного гигантского резонанса, который в коллективных моделях описывается как колебания всех протонов относительно всех нейтронов [1, 2]. ДГР распадается с испусканием одного или нескольких нуклонов. При увеличении энергии фотона его длина волны уменьшается, и он может взаимодействовать не только с ядром как с целым объектом, но и с отдельными коррелированными протон-нейтронными парами. Такой механизм возбуждения ядра называется квазидейтронным. Поглощенная энергия затем перераспределяется между нуклонами ядра, которое распадается с испусканием нескольких нуклонов.

Положение максимума ДГР зависит от массового числа  $A$  и приближенно описывается соотношением  $E \approx 78A^{-1/3}$  МэВ. В тяжелых атомных ядрах форма ДГР практически полностью определяется деформацией ядра. В сферических тяжелых ядрах ДГР имеет вид (шириной 4–5 МэВ) максимума. По мере увеличения отклонения формы ядра от сферической ширина ДГР увеличивается, и в сильно деформированных эллипсоидальных ядрах ДГР расщепляется на два максимума, соответствующие коллективным колебаниям протонов относительно нейтронов вдоль и поперек оси симметрии ядра.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию фотонуклонных реакций на изотопе  $^{181}\text{Ta}$  при энергии фотонов до 70 МэВ и расчету спектров нейтронов, вылетающих из ядра  $^{181}\text{Ta}$  в результате фотонуклонных реакций. Хотя сечения фотонейтронных реакций для данного ядра измерены в многочисленных экспериментах, результаты, полученные в этих работах, отличаются в полтора-два раза. Кроме того, для изотопа  $^{181}\text{Ta}$  до сих пор не измерены выходы реакций с вылетом более трех нейтронов. В настоящей работе используется метод остаточной активности, позволяющий измерить выходы фотоядерных реакций различной множественности в одном эксперименте независимо от эффективности регистрации нейтронов.

Стабильный изотоп  $^{181}\text{Ta}$  составляет 99.988% естественной смеси изотопов тантала. Это сильно деформированное ядро с параметром квадрупольной деформации  $\beta_2 = 0.26$  [3]. Интересной особенностью изотопов тантала является существование долгоживущего изомера  $^{180\text{m}}\text{Ta}$  ( $J^\pi = 9^-, E = 75.3$  кэВ,  $T_{1/2} > 1.2 \cdot 10^{15}$  лет), доля которого в естественной смеси изотопов Ta составляет 0.012%. В основном состоянии изотоп  $^{180}\text{Ta}$  имеет  $J^\pi = 1^+$  и  $T_{1/2} = 8.152$  ч. Пороги фотонуклонных реакций на  $^{181}\text{Ta}$  приведены в табл. 1.

**Табл. 1. Пороги фотонуклонных реакций на  $^{181}\text{Ta}$  (в МэВ)**

Количество испускаемых протонов	Количество испускаемых нейтронов								
	$0n$	$1n$	$2n$	$3n$	$4n$	$5n$	$6n$	$7n$	$8n$
$0p$		7.58	14.22	22.15	29.00	37.54	44.46	53.20	60.61
$1p$	5.94	13.33	21.87	29.80	33.44	41.60	48.31	56.82	63.90

### Методика эксперимента

Выходы фотонуклонных реакций на  $^{181}\text{Ta}$  измерялись методом остаточной активности, ранее описанном в работах [4, 5]. Поэтому здесь мы остановимся только на параметрах облучения образцов и измерении спектра остаточной активности. Было проведено облучение двух образцов. Пучок электронов с энергией  $E^{\max} = 67.7$  МэВ разрезного микротрона RTM-70 [6] падал на тормозную мишень из вольфрама толщиной 2.5 мм. Образцы из естественной смеси изотопов Ta имели толщину 130 мкм и располагались за тормозной мишенью на оси пучка.

Время облучения образцов  $t_1$ , время между концом облучения и началом измерения спектра  $t_2$ , продолжительность измерения спектра  $t_3$  и количество измеренных спектров остаточной активности приведены в табл. 2. Первый образец облучался в течение 2.5 часов. Измерение спектров продолжалось в течение 3 сут. Затем после приблизительно годичного перерыва было измерено еще 276 спектров в течение 6 сут. Измерение спектров остаточной активности проводилось на детекторе из сверхчистого германия Canberra GC3019 [7]. Второй образец облучался в течение 3 часов, измерение спектров остаточной активности длилось 4 сут, за это время было измерено 95 спектров.

**Табл. 2. Временные параметры облучений образцов и измерений спектров остаточной активности образцов Ta**

Номер образца	$t_1$ , час	$t_2$	$t_3$ , сут	Кол-во измеренных спектров
№1	2.5	2 мин	3	54
		360 сут	6	276
№2	3	3 мин	4	95

На рис. 1 показаны два спектра остаточной активности второго образца, измеренные через 4 ч и через 1 сут после окончания облучения в энергетическом диапазоне гамма-квантов от 70 до 490 кэВ. Оба спектра измерялись в течение 4 ч.

Так как сечения фотонуклонных реакций на соседних изотопах слабо отличаются [1], и содержание изотопа  $^{181}\text{Ta}$  в естественной смеси приблизительно в  $10^4$  раз превышает содержание изомера  $^{180m}\text{Ta}$ , выходы реакций рассчитывались в предположении, что все радиоактивные изотопы образовывались только в результате фотоядерных реакций на изотопе  $^{181}\text{Ta}$ .

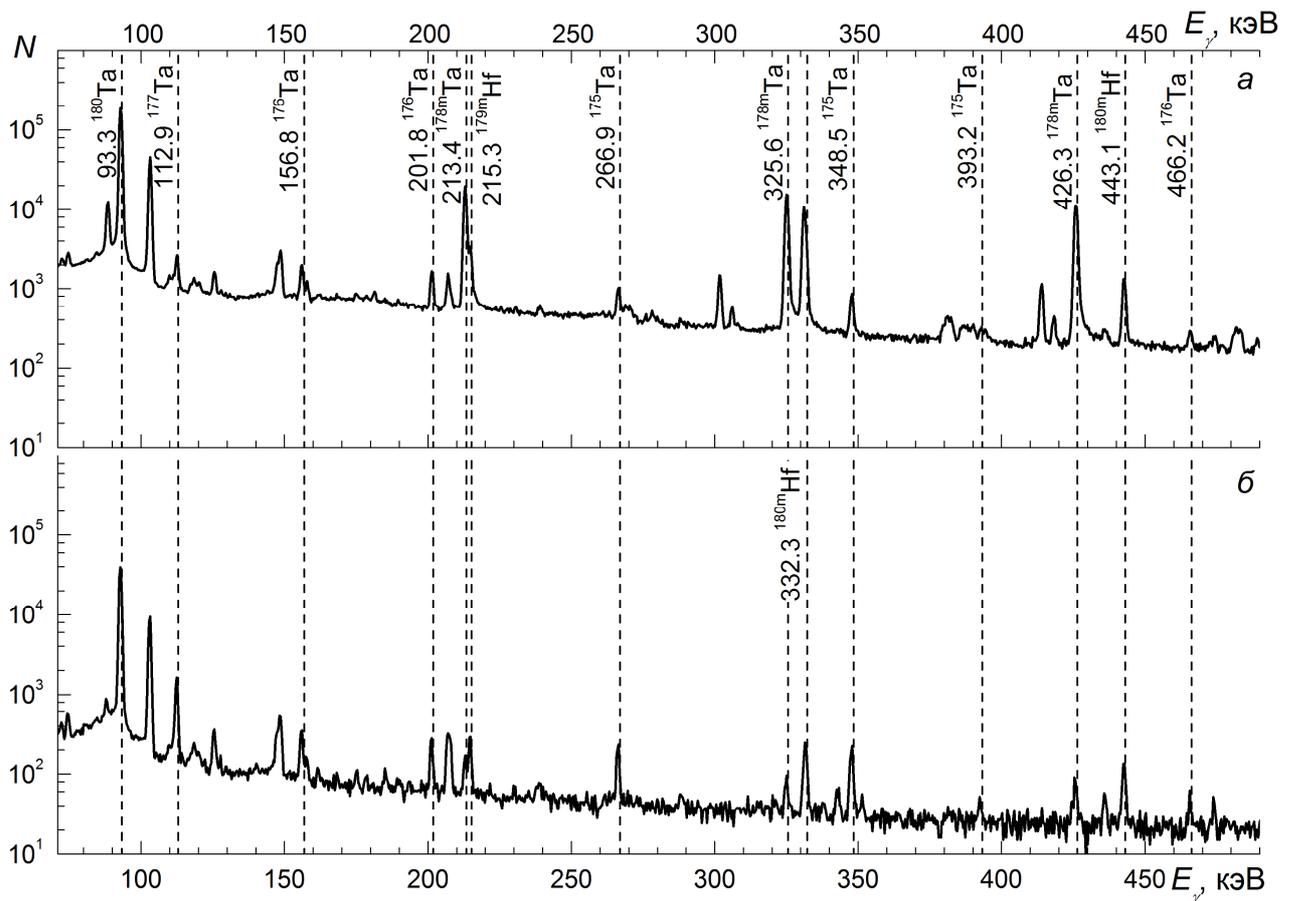


Рис. 1. Спектры остаточной активности образца  $^{181}\text{Ta}$ , облученного при энергии 67.7 МэВ, измеренные через 4 ч (а) и через 1 сут (б) после облучения. Вертикальными штриховыми линиями на рисунке отмечены некоторые максимумы, соответствующие распаду указанных изотопов.

Идентификация различных каналов фотонуклонных реакций проводилась по энергии максимумов в измеренном спектре гамма-квантов остаточной активности образовавшихся изотопов и по скорости уменьшения их с течением времени.

Выход фотонуклонной реакции  $Y_i(E^{\max})$ , связан с тормозным спектром  $W(E, E^{\max})$  и сечением этой реакции  $\sigma_i(E)$  соотношением

$$Y_i(E^{\max}) = k \int_0^{E^{\max}} \sigma_i(E) W(E, E^{\max}) dE, \quad (1)$$

где  $k$  – нормировочный коэффициент, характеризующий условия проведения эксперимента: параметры облучения и мишени. Выход реакции рассчитывался по формуле

$$Y_i(E^{\max}) = \frac{\lambda A}{I\varepsilon(1 - e^{-\lambda t_1})e^{-\lambda t_2}(1 - e^{-\lambda t_3})},$$

где  $\lambda$  – постоянная распада образующегося в результате реакции изотопа,  $\varepsilon$  – эффективность регистрации германиевым детектором соответствующей гамма-линии в спектре остаточной активности образовавшихся изотопов,  $A$  – количество отсчетов

детектора, соответствующих выбранной гамма-линии спектра остаточной активности образца Та,  $I$  – интенсивность линий в спектре гамма-квантов дочерних ядер, образующихся при бета-распадах продуктов реакций. Интенсивности гамма-переходов [8], рассчитывались при помощи интерфейса [9]. Самопоглощение гамма-квантов в образцах Та, рассчитывалось при помощи библиотек GEANT4 [10].

### Обсуждение результатов

В тяжелых ядрах испускание протонов из ДГР подавлено потенциальным барьером, поэтому полное сечение фотонейтронных реакций  $\sigma(\gamma, sn)$  приблизительно равно сечению фотопоглощения  $\sigma(\gamma, \text{abs})$

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots \approx \sigma(\gamma, \text{abs}).$$

Сечение реакции  $\sigma(\gamma, sn)$  на изотопе  $^{181}\text{Ta}$  исследовалось в большом количестве экспериментов:

- 1) в работе [11] приведено сечение фотопоглощения  $\sigma(\gamma, \text{abs})$ , измеренное методом поглощения;
- 2) в Ливерморе (Lawrence Livermore National Laboratory) [12] и в Саклэ (IRAMIS: Saclay Institute of Matter and Radiation) [13] на пучках квазимонохроматических фотонов были измерены сечения  $\sigma(\gamma, sn)$ ;
- 3) в работах [14, 15, 16, 17, 18] приведены сечения  $\sigma(\gamma, sn)$ , полученные на пучках тормозных фотонов;
- 4) в работе [19] проанализированы фотонуклонные реакции различной множественности на  $^{181}\text{Ta}$  и на основе этих сечений получено оцененное сечение  $\sigma(\gamma, \text{abs})$  как сумма сечений всех наблюдаемых фотонуклонных реакций.

На рис. 2 приведены сечения, измеренные в экспериментах на квазимонохроматических пучках фотонов и методом полного поглощения. На рис. 3 приведены сечения, полученные из экспериментов на пучках тормозных фотонов. Сечения, измеренные в перечисленных работах, значительно отличаются друг от друга. Основные параметры сечений приведены в табл. 3

Несмотря на отличия параметров сечений, во всех работах наблюдается расщепление ДГР на два максимума: один при энергии 12–13 МэВ, второй при энергии 15–16 МэВ. Это расщепление обусловлено сильной деформацией ядра ( $\beta_2 = 0.26$ ).

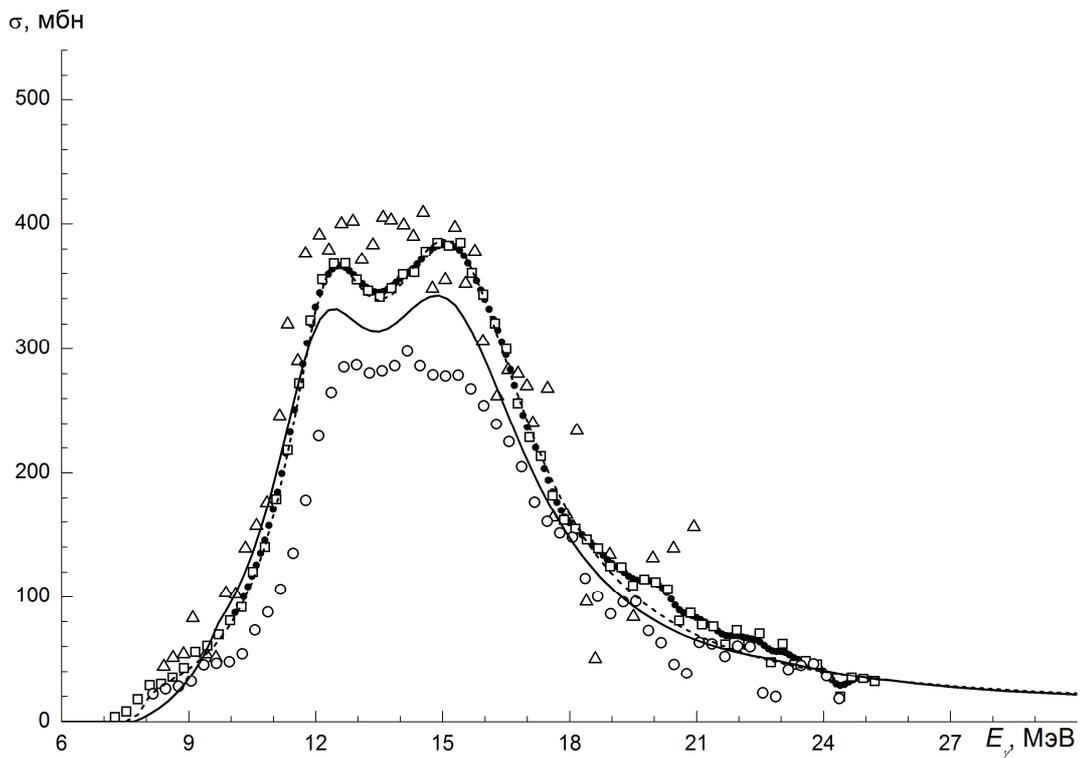


Рис. 2. Сечение реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, sn)$ . Кривые: сплошная – расчет в КМ, штриховая – расчет в программе TALYS. Точки – экспериментальные данные:  $\Delta$  – [11],  $\circ$  – [12],  $\square$  – [13],  $\bullet$  – [19].

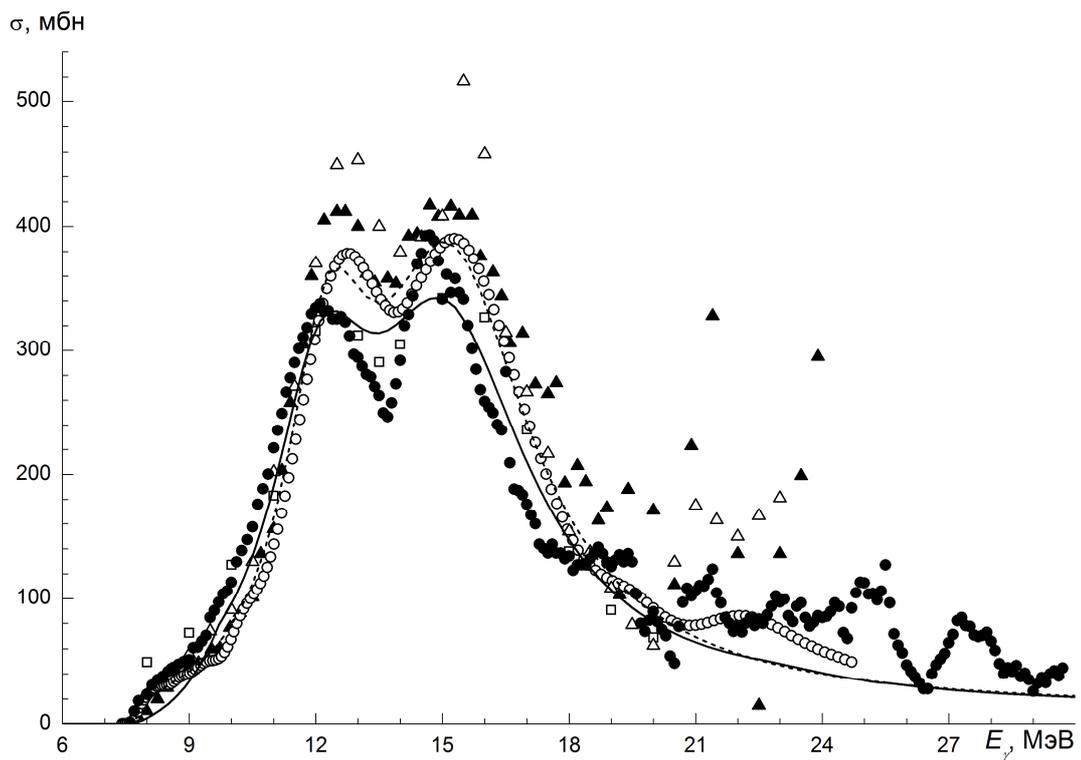


Рис. 3. Сечение реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, sn)$ . Кривые: сплошная – расчет в КМ, штриховая – расчет в программе TALYS. Точки – экспериментальные данные:  $\blacktriangle$  – [14],  $\Delta$  – [15],  $\square$  – [16],  $\bullet$  – [17],  $\circ$  – [18].

**Табл. 3. Параметры сечения реакции  $\sigma(\gamma, sn)$ , измеренного в различных экспериментах и рассчитанного в КМ и в программе TALYS.  $E_{\max 1, 2}$  – положения максимумов компонент деформационного расщепления ДГР,  $\sigma_{\max 1, 2}$  – величины компонент ДГР в максимуме,  $\Gamma_{1, 2}$  – ширины компонент ДГР на половине высоты,  $\Gamma$  – ширина ДГР на половине высоты,  $I_2/I_1$  – соотношение площадей второй и первой компонент ДГР,  $\sigma_{\text{int}}$  – интегральное сечение (от нуклонного порога до 20 МэВ)**

$E_{\max 1}$ , МэВ	$\Gamma_1$ , МэВ	$\sigma_{\max 1}$ , мбн	$E_{\max 2}$ , МэВ	$\Gamma_2$ , МэВ	$\sigma_{\max 2}$ , мбн	$\Gamma$ , МэВ	$I_2/I_1$	$\sigma_{\text{int}}$ , МэВ мбн	Работа
12.0	2.2	220	14.8	5.7	350	7.2	4,1	2810	[11]
12.5	1.7	150	15.0	5.2	270	6.4	5,5	1970	[12]
12.3	2.4	260	15.2	4.5	340	6.3	2,5	2660	[13]
12.3	1.9	280	15.3	5.2	380	6.8	3,7	3020	[14]
12.6	3.1	400	15.7	2.7	390	5.7	0,8	2980	[15]
12.3	4.0	270	15.7	3.5	270	6.9	0,9	2250	[16]
12.0	2.9	280	15.1	3.2	310	5.8	1,2	2470	[17]
12.5	2.5	290	15.5	3.9	330	6.2	1,8	2600	[18]
12.3	2.5	250	15.2	4.5	340	6.4	2,4	2560	[19]
12.3	2.3	250	15.2	4.6	340	6.4	2,7	2620	TALYS [20]
11.9	2.6	220	14.9	5.0	300	6.8	2,6	2420	Комб. Модель [21]

Величина интегрального сечения реакции, оцененная на основе дипольного правила сумм, составляет  $\sigma_{\text{int}} = 60NZ/A = 2610$  МэВ мбн. Большинство экспериментальных результатов в пределах 10% точности согласуется с этой оценкой.

Парциальные сечения фотонуклонных реакций с вылетом от одного до трех нейтронов на изотопе  $^{181}\text{Ta}$  измерены в двух экспериментах на пучках квазимонохроматических фотонов [12, 13]. Сравнительный анализ этих данных проведен в работе [22]. Сечения фотопротонных реакций и фотонейтронных реакции более высокой множественности на изотопе  $^{181}\text{Ta}$  не измерены.

При помощи программы TALYS [20] и комбинированной модели (КМ) [21] нами были рассчитаны сечения фотонуклонных реакций от порога соответствующей реакции до 70 МэВ на изотопе  $^{181}\text{Ta}$ . Интегральные сечения этих реакций приведены в табл. 4. На рис. 4 приведены сечения реакций на изотопе  $^{181}\text{Ta}$  с вылетом до 6 нейтронов, рассчитанные в программе TALYS и в КМ. Рассчитанные сечения реакций с вылетом до 3 нейтронов сравниваются с сечениями, измеренными в [12, 13].

Наибольшие расхождения в измеренных величинах сечений наблюдаются в реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)$ . Интегральное сечение этой реакции, измеренное в [13] на 50% больше, чем измеренное в [12]. Вероятно, это связано с некорректным учетом тормозной части спектра квазимонохроматических фотонов в [12] и процедурой разделения каналов реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)$  и  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$ .

Рассчитанные сечения реакций  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$  и  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$  хорошо согласуются друг с другом и в пределах погрешности совпадают с экспериментальными данными.

**Табл. 4. Интегральные сечения фотонуклонных реакций на изотопе  $^{181}\text{Ta}$ . Для каждой реакции указаны пределы интегрирования  $E_{\min}$  и  $E_{\max}$**

Реакция	Интегральное сечение реакции, МэВ мбн					$E_{\min}$ , МэВ	$E_{\max}$ , МэВ
	Комб. модель [21]	TALYS [20]	[12]	[13]	[22]		
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{g.s.}}\text{Ta}$	1750	1730	1300	1990	1580	7.58	18
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{m}}\text{Ta}$		150					
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$	840	970	870	790	970	14.22	26
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{g.s.}}\text{Ta}$	140	160		137		22.15	36
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{m}}\text{Ta}$							
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 4n)^{177}\text{Ta}$	150	170				29.00	70
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 5n)^{176}\text{Ta}$	100	100				37.54	70
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 6n)^{175}\text{Ta}$	71	80				44.46	70
$^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{g.s.}}\text{Hf}$	39	5.1				5.94	70
$^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{m}}\text{Hf}$		0.4					
$^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179\text{g.s.}}\text{Hf}$	36	17				13.33	70
$^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179\text{m}}\text{Hf}$							

В области энергии  $E_{\gamma} > 40$  МэВ поглощение фотонов имеет преимущественно квазидейтронный механизм. Поглощение фотонов в этой энергетической области описывается одинаково в КМ и в программе TALYS [23]. На рис. 4 пунктирными кривыми изображены квазидейтронные компоненты сечений фотонейтронных реакций на изотопе  $^{181}\text{Ta}$ . Видно, что в реакциях с вылетом 4 и более нейтронов квазидейтронный механизм доминирует и определяет форму сечения реакции. Рассчитанные в КМ и в программе TALYS сечения с вылетом 4 и более нейтронов практически совпадают друг с другом.

В данной работе были измерены выходы реакций с вылетом от 1 до 6 нейтронов, а также образование изомеров в реакциях  $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180}\text{Hf}$  и  $^{181}\text{Ta}(\gamma, np)^{179}\text{Hf}$ . Полученные выходы фотонуклонных реакций на изотопе  $^{181}\text{Ta}$  были нормированы на выход реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ , что позволило избавиться от ряда систематических погрешностей. Нормированные выходы приведены в табл. 5.

**Табл. 5. Нормированные выходы фотонуклонных реакций на ядре  $^{181}\text{Ta}$ . Указаны спины и четности продуктов реакций  $J_f^{\pi}$ . Спин-четность  $^{181}\text{Ta}$   $J_i^{\pi} = 7/2^{+}$**

Реакция	$J_f^{\pi}$	Выход $Y$						
		Облучение 1	Облучение 2	КМ [21]	TALYS [20]	[12]	[13]	[22]
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{g.s.}}\text{Ta}$	$1^{+}$	1	1	1	0.93	1	1	1
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180\text{m}}\text{Ta}$	$9^{-}$				0.07			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$	$7/2^{+}$	$0.34 \pm 0.07$		0.29	0.32	0.42	0.24	0.37
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{g.s.}}\text{Ta}$	$1^{+}$	$(1.8 \pm 0.4) \times 10^{-2}$	$(2.0 \pm 0.4) \times 10^{-2}$	$2.4 \times 10^{-2}$	$2.7 \times 10^{-2}$		$2 \times 10^{-2}$	
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178\text{m}}\text{Ta}$	$(7^{-})$	$(5 \pm 1) \times 10^{-3}$	$(5 \pm 1) \times 10^{-3}$					
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 4n)^{177}\text{Ta}$	$7/2^{+}$	$(1.7 \pm 0.5) \times 10^{-2}$	$(1.7 \pm 0.5) \times 10^{-2}$	$1.0 \times 10^{-2}$	$1.1 \times 10^{-2}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 5n)^{176}\text{Ta}$	$(1)^{-}$	$(5 \pm 1) \times 10^{-3}$	$(5 \pm 1) \times 10^{-3}$	$3.7 \times 10^{-3}$	$3.5 \times 10^{-3}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 6n)^{175}\text{Ta}$	$7/2^{+}$	$(1.4 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	$1.2 \times 10^{-3}$	$1.3 \times 10^{-3}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 7n)^{174}\text{Ta}$	$3^{+}$			$6 \times 10^{-5}$	$6 \times 10^{-5}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{g.s.}}\text{Hf}$	$0^{+}$			$7 \times 10^{-3}$	$8 \times 10^{-4}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{m}}\text{Hf}$	$8^{-}$	$(5 \pm 1) \times 10^{-4}$	$(5 \pm 1) \times 10^{-4}$		$3 \times 10^{-5}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179\text{g.s.}}\text{Hf}$	$9/2^{+}$			$5 \times 10^{-3}$	$1 \times 10^{-3}$			
$^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179\text{m}}\text{Hf}$	$25/2^{-}$	$(4 \pm 3) \times 10^{-5}$						

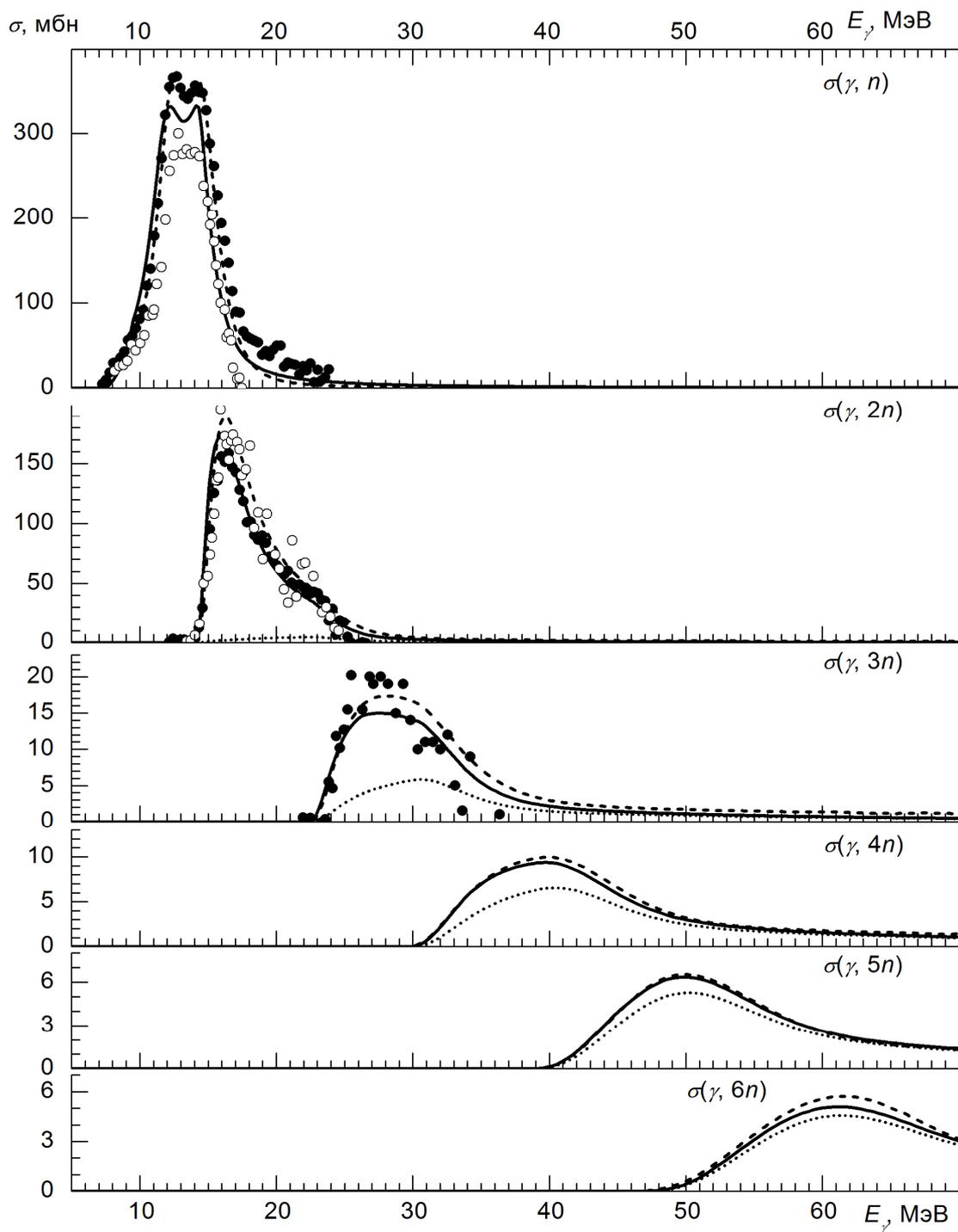


Рис. 4. Сечения фотонуклонных реакций на  $^{181}\text{Ta}$ . Точки – экспериментальные данные:  $\circ$  – [12],  $\bullet$  – [13]. Кривые – расчет: штриховая – TALYS, сплошная – КМ, точечная – квазидейтронная компонента сечения (КМ).

Выходы фотонейтронных реакций различной множественности, полученные методом остаточной активности, не зависят от эффективности регистрации нейтронов и измеряются в одном эксперименте. Поэтому относительная точность выходов реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  получается выше, чем в экспериментах, с разделением каналов реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на основе анализа спектров нейтронов. Это позволяет оценить надежность

разделения каналов реакции  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$  в экспериментах с квазимонохроматическими фотонами.

Оценка проводилась следующим образом. При помощи GEANT4 [10] был рассчитан спектр тормозных фотонов, падающих на облучаемый образец  $W(E, E^{\max} = 67.7$  МэВ), с которым затем были свернуты (см. формулу (1)) сечения, полученные в работах [12, 13, 22, 20, 21]. Рассчитанные таким образом выходы приведены в табл. 5.

Соотношение выходов реакций  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)$  и  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$ , рассчитанных на основе работ [12] и [13], отличается почти в 2 раза. Это расхождение объясняется сложностью разделения фотонейтронных реакций различной множественности в экспериментах на квазимонохроматических пучках фотонов (см., например, [24]). Измеренный нами выход реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$  в пределах погрешности совпадает с выходом, рассчитанным в программе TALYS и в КМ, а также с оценкой, полученной в работе [22], что подтверждает правильность использованной там процедуры оценки.

Измеренный выход реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$  в пределах погрешности совпадает с выходом, рассчитанным на основе данных [13], и с выходом, рассчитанным при помощи программы TALYS и в КМ.

Измеренные выходы реакций с вылетом 4 и более нейтронов, отвечающие области доминирования квазидейтронного механизма фотопоглощения, согласуются с результатами расчетов, выполненных в программе TALYS и в КМ.

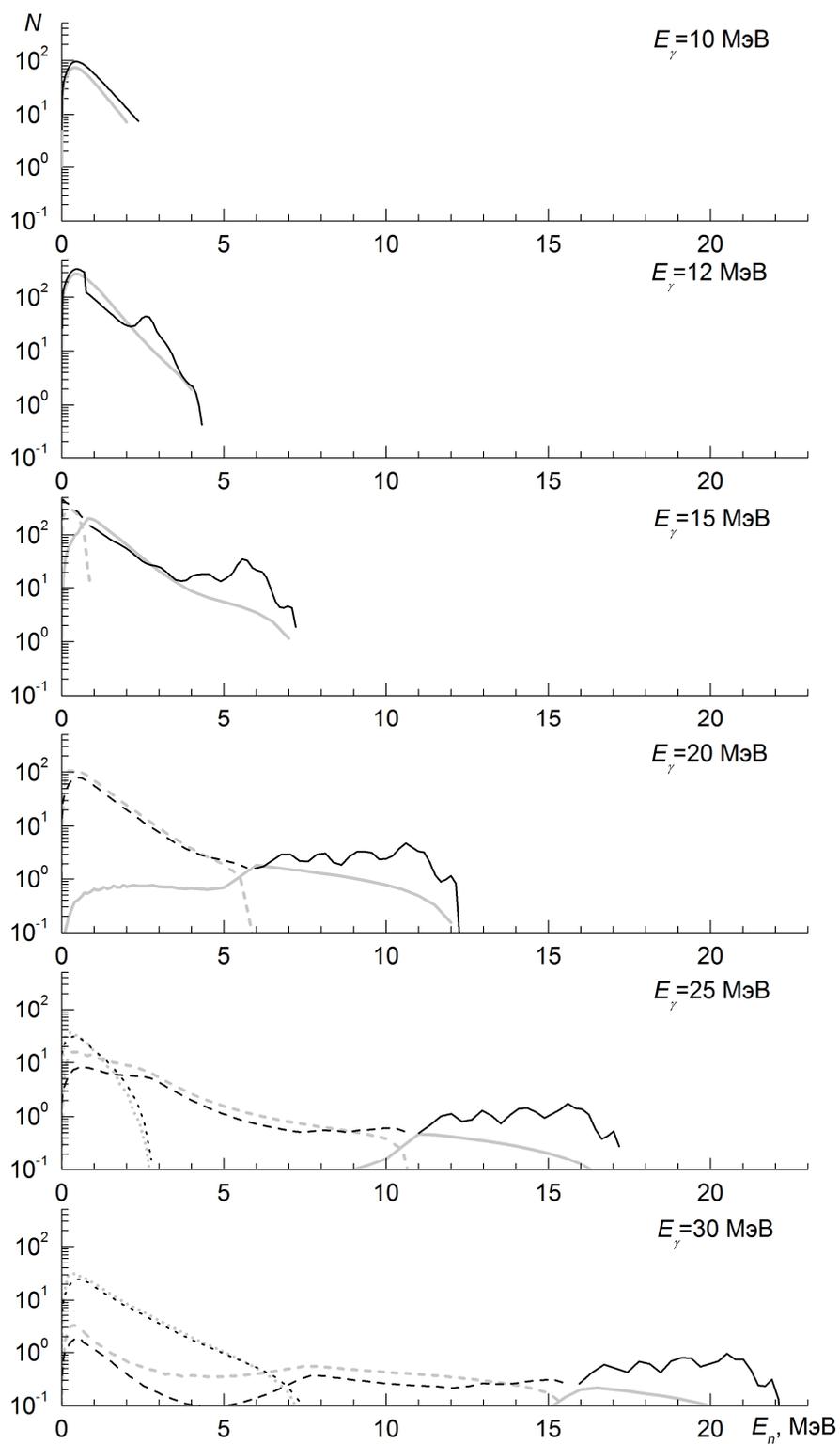
В эксперименте наблюдались фотопротонные реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180}\text{Hf}$  и  $^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179}\text{Hf}$  с образованием конечных ядер в метастабильных состояниях. Измеренные выходы реакций  $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180\text{m}}\text{Hf}$  и  $^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179\text{m}}\text{Hf}$  приблизительно в 10 и в 100 раз меньше, чем выходы реакций  $^{181}\text{Ta}(\gamma, p)^{180}\text{Hf}$  и  $^{181}\text{Ta}(\gamma, pn)^{179}\text{Hf}$ , рассчитанные в КМ. Это не является неожиданным, так как при сравнении результатов эксперимента с теоретическими расчетами необходимо учитывать, что малый выход изомеров обусловлен большим различием спинов начального ядра  $^{181}\text{Ta}$  ( $J^{\pi} = 7/2^{+}$ ) и ядер-продуктов  $^{180\text{m}}\text{Hf}$  ( $J^{\pi} = 8^{-}$ ) и  $^{179\text{m}}\text{Hf}$  ( $J^{\pi} = 25/2^{-}$ ). Различия в выходах реакций с образованием основных и изомерных состояний при такой большой разнице в полных моментах для тяжелых ядер должно иметь примерно такую величину. В программе TALYS не учитывается изоспиновое расщепление ДГР [23], поэтому сечения фотопротонных реакций, рассчитанных для тяжелых ядер в этой программе, оказываются занижены на два порядка. КМ не позволяет рассчитывать сечения реакций с образованием продуктов в изомерных состояниях.

В рамках КМ можно вычислить спектры первичного, вторичного и т.д. нейтронов, вылетающих из ядра мишени  $\{Z, N\}$  после поглощения фотона с энергией  $E_\gamma$  [21]. Для этого предварительно вычисляются плотности вероятности заселения равновесного и предравновесного состояний в различных промежуточных ядрах  $\{Z - i, N - k\}$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots$ ;  $k = 0, 1, 2, \dots$ , образующихся в ходе распада начального возбуждения ядра:  $P_{\text{рав}}(U; i, k)$  и  $P_m(U; i, k)$  (где  $U$  – энергия возбуждения промежуточного ядра и  $m$  – число экситонов в предравновесном состоянии). Величины  $P_{\text{рав}}(U; i, k)$  и  $P_m(U; i, k)$  позволяют также вычислить спектры нейтронов, последовательно вылетающих в ходе определенной ядерной реакции ( $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и т.д.).

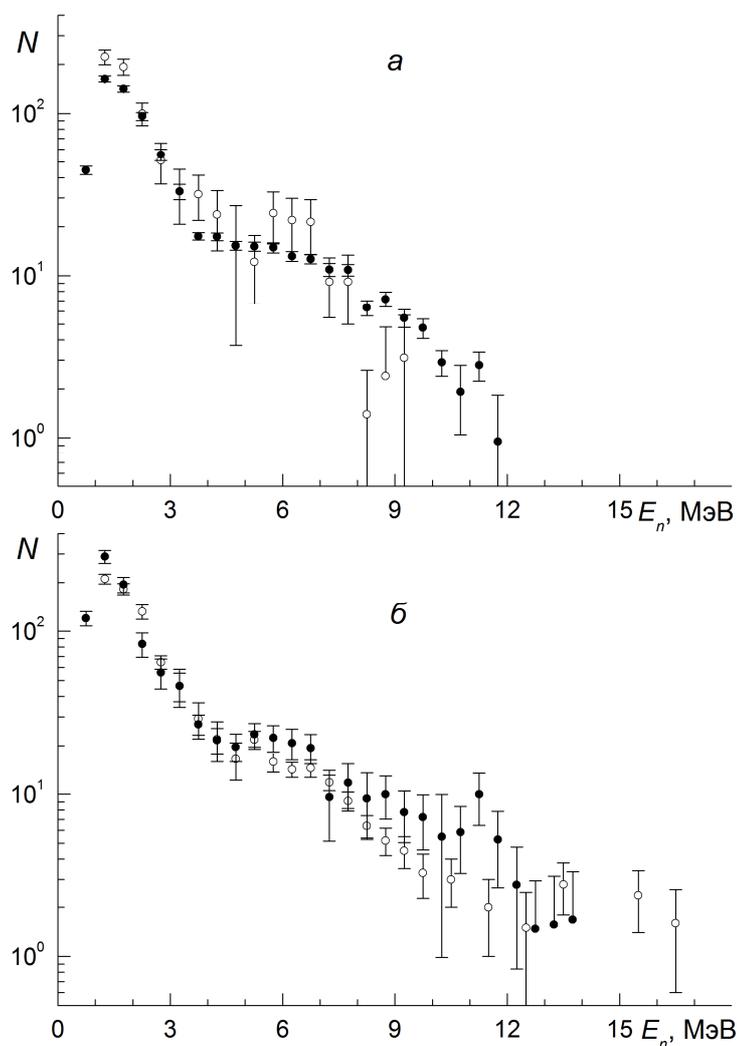
При сравнении результатов расчета нейтронных спектров с помощью КМ и в программе TALYS следует иметь в виду, что в КМ не учитывается возможность вылета фотона, если энергия возбуждения промежуточного ядра превышает порог отделения очередного нейтрона. Однако в КМ, в отличие от TALYS, учитываются коллективные свойства входного  $1p1h$ -состояния. В частности, эмиссия нуклонов из этого состояния описывается в рамках  $R$ -матричной теории с использованием генераторной волновой функции  $D|0\rangle$  (где  $D$  – оператор дипольного момента). Важную роль играет также способ оценки силовой функции, описывающей сечение фотопоглощения: выводится ли она на основании имеющихся экспериментальных данных или определяется теоретически. Расчеты особенно чувствительны к тому, как ведет себя сечение поглощения ДГР в области  $E_\gamma \geq 30$  МэВ, где уже сказывается механизм квазидейтронного поглощения. В этой связи следует отметить, что в КМ все параметры сечения фотопоглощения: резонансная энергия, ширина пика и т.д. определяются с помощью полуэмпирических формул без подгонки к конкретному ядру.

При помощи программы TALYS и в КМ были рассчитаны спектры нейтронов, испускаемых из ядра  $^{181}\text{Ta}$  при распаде ДГР с фиксированной энергией возбуждения  $E_\gamma$ . Рассчитанные спектры нейтронов, рождающихся в фотонейтронных реакциях  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)$ ,  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$  и  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$  под действием монохроматических пучков фотонов с энергией  $E_\gamma$ , показаны на рис. 5.

В обзоре [25] приведены и проанализированы результаты экспериментов по измерению спектров нейтронов, рождающихся в фотонейтронных реакциях на изотопе  $^{181}\text{Ta}$  под действием тормозных пучков с различной максимальной энергией [26, 27, 28, 29]. Спектры, измеренные в [26, 28], изображены на рис. 6.



**Рис. 5.** Спектры нейтронов, вылетающих из ядра  $^{181}\text{Ta}$  после поглощения фотона с энергией  $E_\gamma$ .  
Кривые: сплошная –  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)$ , штриховая –  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$ , точечная –  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$ ; черная – КМ, серая – программа TALYS.



**Рис. 6.** Экспериментально измеренные спектры нейтронов, вылетающих из ядра  $^{181}\text{Ta}$  под действием тормозного излучения. (а) – максимальная энергия тормозного спектра 20 МэВ, (б) – максимальная энергия тормозного спектра 30 МэВ для [26] и 28.5 МэВ для [28].  $\circ$  – [26],  $\bullet$  – [28]. Спектры приведены в относительных единицах и нормированы на значение  $N$  при  $E_n = 3.25$  МэВ.

В основном при распаде ДГР ядро испускает нейтроны низкой энергии. Расчеты в программе TALYS и в КМ показывают, что максимум в спектре нейтронов соответствует их испарению и расположен при энергии нейтронов  $E_n$  около 300 кэВ. Спектр быстро спадает – количество нейтронов с энергией  $E_n = 3$  МэВ приблизительно в 10 раз меньше, чем с  $E_n = 0.3$  МэВ. Экспериментальные данные [25] не дают точного положения максимума в спектре нейтронов, но указывают, что он расположен при энергии около 1 МэВ.

Говоря о спектрах фотонейтронов, следует помнить, что и в экспериментальных исследованиях, и в теоретических расчетах имеется ряд неучтенных особенностей. На процесс регистрации нейтронов с низкой энергией ( $E_n < 1$  МэВ) влияет как эффективность детектора, так и особенности анализа спектра, поэтому определение эффективности детектора и измерение спектра чрезвычайно затруднено. В программе TALYS и в КМ не

учитывается центробежный барьер, препятствующий вылету низкоэнергетических частиц с большим значением орбитального момента, в частности, нейтронов из ядра, поэтому энергия максимума в рассчитанном спектре, вероятно, занижена. Все это создает неопределенность порядка 0.5 МэВ в положении максимума в спектре.

Форма спектра фотонейтронов слабо меняется с изменением энергии фотонов  $E_\gamma$ : положение максимума и скорость убывания спектра с увеличением энергии нейтронов  $E_n$  остаются практически постоянными. Естественно, при больших значениях  $E_\gamma$  добавляется высокоэнергетическая часть спектра с энергиями нейтронов до  $E_\gamma - B_n$  (где  $B_n$  – энергия отделения нейтрона от ядра  $^{181}\text{Ta}$ ), обусловленная испусканием предравновесных частиц. Согласно расчету в программе TALYS доля нейтронов с энергиями  $E_n > 3$  МэВ составляет 1.5% при  $E_\gamma = 12$  МэВ и возрастает до 19% при  $E_\gamma = 30$  МэВ.

В КМ были рассчитаны спектры первого и второго нейтронов, последовательно испускаемых ядром в ходе реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$  (рис. 7). Расчет показывает, что при любом значении  $E_\gamma$  средняя энергия первого нейтрона превышает среднюю энергию второго нейтрона, то есть наиболее вероятен процесс, в котором первый нейтрон уносит из ядра больше энергии, чем второй нейтрон. Например, при  $E_\gamma = 25$  МэВ средняя энергия первого нейтрона составляет 4 МэВ, а средняя энергия второго нейтрона – 1.4 МэВ.

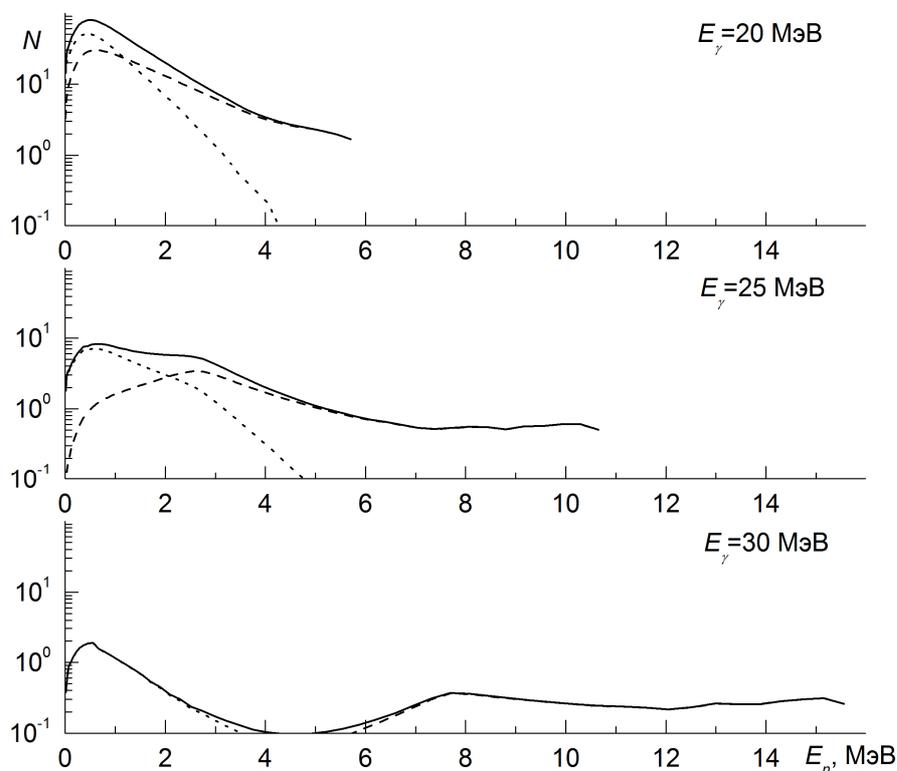
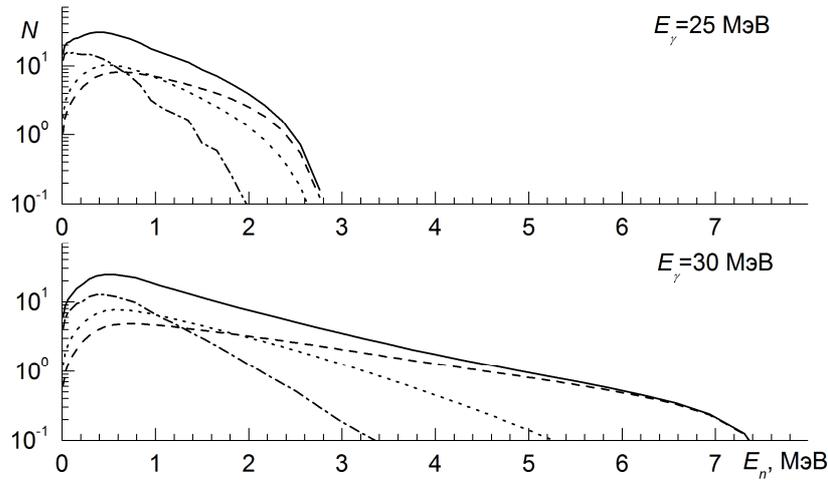


Рис. 7. Спектры нейтронов, испускаемых ядром  $^{181}\text{Ta}$  в реакции  $(\gamma, 2n)$ , рассчитанные в КМ. Кривые: штриховая – первый нейтрон, точечная – второй нейтрон, сплошная – суммарный спектр двух нейтронов.

Аналогичное распределение энергии нейтронов наблюдается и в реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$ : средняя энергия первого нейтрона выше средней энергии второго нейтрона, которая, в свою очередь, выше средней энергии третьего нейтрона (рис. 8).



**Рис. 8.** Спектры нейтронов, испускаемых ядром  $^{181}\text{Ta}$  в реакции  $(\gamma, 3n)$ , рассчитанные в КМ. Кривые: штриховая – первый нейтрон, точечная – второй нейтрон, штрихпунктирная – третий нейтрон, сплошная – суммарный спектр трех нейтронов.

### Заключение

Впервые измерены выходы фотонуклонных реакций на изотопе  $^{181}\text{Ta}$  под действием пучка тормозных фотонов с энергией 67.7 МэВ. Измеренные значения выходов хорошо согласуются с выходами, рассчитанными на основе экспериментальных данных [12, 13], а также с результатами расчетов, выполненными в рамках КМ и программы TALYS. Подтверждена также корректность процедуры оценки выходов реакций различной множественности, развитая в работе [22].

Расчеты в программе TALYS и в КМ и эксперименты [25] показывают, что форма спектра нейтронов, испускаемых ядром  $^{181}\text{Ta}$  в результате его взаимодействия с фотонами, слабо зависит от энергии фотонов. Большая часть нейтронов имеет энергию менее 3 МэВ. В среднем первый нейтрон уносит наибольшую, а каждый последующий – все меньшую энергию возбуждения.

## Литература

---

1. М. Данос, Б. С. Ишханов, Н. П. Юдин, Р. А. Эрамжян, УФН **165**, 1345 (1995).
2. Б. С. Ишханов, Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия, №2, 3 (2010).
3. Центр Данных Фотоядерных Экспериментов <http://cdfe.sinp.msu.ru/>.
4. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощев, ЯФ **74**, 733 (2011).
5. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощев, ВМУ Серия 3 №2, 31 (2011).
6. V. I. Shvedunov, A. N. Ermakov, and I. V. Gribov, Nucl. Instrum. Methods A **550**, 39 (2005).
7. С. Ю. Трощев, в сб.: *Труды X межвузовской научной школы молодых специалистов “Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине”*, Москва, 2009, под ред. Б. С. Ишханова и Л. С. Новикова (Книжный дом Университет (КДУ), Москва, 2009), с. 174.
8. Jagdish K. Tuli, <http://www.nndc.bnl.gov/>.
9. LUNDS homepage <http://ie.lbl.gov/toi/>.
10. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
11. G. M. Gurevich, L. E. Lazareva, V. M. Mazur, *et al.*, Nuc. Phys. A **351**, 257 (1981).
12. R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, G. F. Auchampaugh, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **129**, 2723 (1963).
13. R. Bergere, H. Beil, and A. Veysiere, Nucl. Phys. A **121**, 463 (1968).
14. E. G. Fuller, and M. S. Weiss, Phys. Rev. **112**, 560 (1958).
15. О. В. Богданкевич, Б. И. Горячев, В. А. Запелалов, ЖЭТФ **42**, 1502 (1962).
16. Г. П. Антропов, И. Е. Митрофанов, Б. С. Русских, Изв. АН СССР Сер. физ. **31**, 336 (1967).
17. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Е. В. Лазутин и др., Письма в ЖЭТФ **10**, 30 (1969).
18. С. Н. Беляев, В. П. Синичкин, в сб.: *Динамика и оптимизация пучков. Труды Восьмого международного совещания (Шестой рабочей группы «Динамика и оптимизация пучков – 2001»)*, Саратов, 2002 (Изд-во Саратовского университета), с. 81.
19. В. В. Варламов, М. Е. Степанов, В. В. Чесноков, Изв. РАН Сер. физ. **67**, 656 (2003).
20. A. J. Koning, S. Hilaire and M. C. Duijvestijn, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France, Apr. 22–27, 2007*, Ed. by O. Bersillon, F. Gunsing, E. Vauge *et al.* (EDP Sciences, 2008), p. 211.
21. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **74**, 21 (2011).
22. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, вып. 1–2, 48 (2003).
23. Б. С. Ишханов, С. Ю. Трощев, Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия, №3, 19 (2011).
24. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощев, Изв. РАН Сер. физ. **74**, 884 (2010).
25. Б. С. Ратнер, ЭЧАЯ **12**, 1492 (1981).
26. C. Cortini, C. Milone, C. Rubbino, and F. Ferrero, Nuovo cimento **19**, 85 (1958).
27. W. Bertozzi, F. R. Paolini, and C. P. Sargent, Phys. Rev. **110**, 790, (1958).
28. Л. Е. Лазарева, А. И. Лепесткин, В. И. Сидоров, ЯФ **20**, 242 (1974).
29. В. С. Евсеев, Т. Н. Мамедов, О. В. Селюгин, ЯФ **21**, 245 (1975).

**Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощев**

**ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ТАНТАЛА**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2011-4/868

Работа поступила в ОНТИ *04.08.2011*