

## ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

## Фоторасщепление изотопов Hg

Б. С. Ишханов<sup>1,2</sup>, В. Н. Орлин<sup>1</sup>, С. Ю. Трощиев<sup>2,а</sup><sup>1</sup>НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ).<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.E-mail: <sup>а</sup> sergey.troschiev@googlemail.com

Статья поступила 21.06.2010, подписана в печать 15.07.2010

Гамма-активационной методикой измерены выходы фотоядерных реакций на некоторых изотопах Hg на тормозном пучке с максимальной энергией 19.5 МэВ. В рамках коллективной модели, учитывающей изоспиновое расщепление дипольного гигантского резонанса, рассчитаны сечения фотоядерных реакций на стабильных изотопах Hg. Результаты эксперимента сравниваются с результатами теоретического расчета и ранее проведенных экспериментов.

*Ключевые слова:* сечение реакции, фотоядерные реакции, гигантский резонанс.

УДК: 539.172.3. PACS: 25.20.-x.

## Введение

Исследование фоторасщепления тяжелых ядер представляет интерес, так как позволяет понять природу коллективных возбуждений атомных ядер. Характерной особенностью взаимодействия фотонов с энергией до 20 МэВ с атомными ядрами является возбуждение в них дипольного гигантского резонанса (ДГР) — коллективных дипольных колебаний протонов относительно нейтронов [1, 2]. Распад ДГР в тяжелых ядрах происходит преимущественно с испусканием нейтронов. Распад ДГР с испусканием протонов, несмотря на малое сечение реакции ( $\gamma, 1p$ ), позволяет изучать возбуждение изоспиновой ветви ДГР  $T_{>} = |\frac{N-Z}{2}| + 1$ , где  $N$  и  $Z$  — число нейтронов и протонов в ядре.

Ртуть Hg ( $Z = 80$ ) имеет семь стабильных изотопов <sup>196,198–202,204</sup>Hg, что дает возможность исследовать зависимость параметров ДГР от массового числа  $A$ . Экспериментальная информация о фоторасщеплении изотопов Hg практически отсутствует. Сечения фотонейтронных реакций были измерены только на естественной смеси изотопов [3]. Сечение фотопротонной реакции измерено только на изотопе <sup>201</sup>Hg [4]. Модель описания фоторасщепления средних и тяжелых ядер на основе коллективной модели, учитывающей изоспиновое расщепление ДГР, описана в работах [5, 6].

Целью настоящей работы было измерение выходов фотоядерных реакций на изотопах Hg под действием пучка тормозного гамма-излучения с максимальной энергией 19.5 МэВ и сравнение полученных результатов с данными теоретического расчета.

## Методика эксперимента

Измерения выходов фотоядерных реакций на изотопах Hg проводились гамма-активационной методикой. Пучок электронов ускорителя РТМ-70 [7] с энергией 19.5 МэВ падал на тормозную мишень из вольфрама толщиной 2.5 мм. Сразу за тормозной мишенью располагался образец Hg массой ~5 г. Облучение длилось 4 ч 20 мин. После окончания облучения образец Hg по-

мещался вплотную к германиевому детектору Canberra GC3019 для измерения спектров наведенной активности образовавшихся радиоактивных изотопов [8].

В табл. 1 приведено процентное содержание стабильных изотопов в естественной смеси Hg, а также пороги фотоядерных реакций на стабильных изотопах Hg, которые происходят при облучении тормозным спектром гамма-квантов с максимальной энергией 19.5 МэВ.

Таблица 1

Стабильные изотопы Hg и пороги фотоядерных реакций на них

Изотоп	Процентное содержание в ест. смеси	Порог реакции, МэВ				
		( $\gamma, 1n$ )	( $\gamma, 2n$ )	( $\gamma, 1p$ )	( $\gamma, 2p$ )	( $\gamma, 1p1n$ )
<sup>196</sup> Hg	0.15	8.90	15.78	6.55	11.64	14.92
<sup>198</sup> Hg	9.97	8.48	15.27	7.10	12.88	15.17
<sup>199</sup> Hg	16.87	6.66	15.15	7.25	13.70	13.77
<sup>200</sup> Hg	23.1	8.03	14.69	7.70	14.17	15.28
<sup>201</sup> Hg	13.18	6.23	14.26	7.68	14.85	13.93
<sup>202</sup> Hg	29.86	7.75	13.98	8.23	15.32	15.44
<sup>204</sup> Hg	6.87	7.49	13.49	8.84	16.69	15.65

Ряд реакций, порог которых ниже 19.5 МэВ, не наблюдался в настоящем эксперименте. Это обусловлено такими факторами, как слишком малое ( $T_{1/2}$  меньше времени переноса облученного образца Hg к детектору) или слишком большое ( $T_{1/2}$  много больше времени измерения спектров остаточной активности образца Hg) время жизни образующегося изотопа, образование стабильных изотопов, сильное подавление вероятности прохождения продуктов реакции через потенциальный барьер ядра.

## Результаты эксперимента

В эксперименте было измерено 343 спектра наведенной активности на естественной смеси изотопов Hg.

Из них 298 в течение 6 дней сразу после окончания облучения и 45 через 6 месяцев после облучения.

На рис. 1 приведены спектры гамма-квантов остаточной активности в диапазоне энергий гамма-квантов от 100 до 1000 кэВ, измеренные через 1, 20 и 120 ч после облучения. Время измерения каждого из приведенных спектров составляло 1 ч. Отчетливо наблюдается исчезновение максимумов в спектре, соответствующих образованию короткоживущих изотопов, и общее снижение радиоактивности облученного образца Hg.

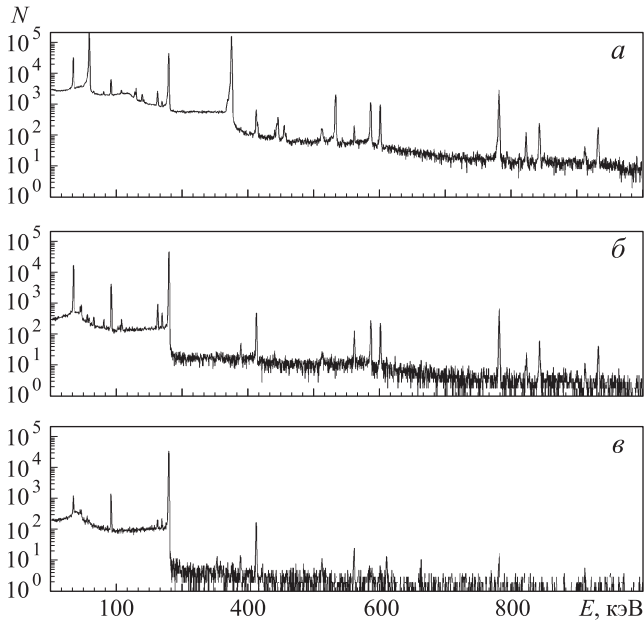


Рис. 1. Спектры наведенной активности естественной смеси изотопов Hg, облученной тормозным спектром гамма-квантов с верхней границей 19.5 МэВ через 1 (а), 20 (б) и 120 (в) ч после окончания облучения (сверху вниз). Время измерения каждого спектра составляло 1 ч

В измеренных спектрах выделялись максимумы, соответствующие гамма-переходам в ядрах, образующихся при бета-распаде продуктов фотоядерных реакций. Образующиеся в результате фотоядерных реакций изотопы и соответствующие им каналы реакций восстанавливались по энергии максимумов в спектрах гамма-квантов и периоду полураспада изотопов.

Сечение фотоядерной реакции  $\sigma(E)$  связано с выходом реакции  $Y(E^{\max})$  соотношением

$$Y(E^{\max}) = \int_0^{E^{\max}} \sigma(E)W(E, E^{\max}) dE, \quad (1)$$

где  $W(E, E^{\max})$  — тормозной спектр с максимальной энергией  $E^{\max}$ .

Выходы реакций в гамма-активационном эксперименте рассчитывались по формуле

$$Y(E^{\max}) = \frac{\lambda \cdot A}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3})}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — постоянная распада образующегося ядра;  $\varepsilon$  — эффективность регистрации германиевым детектором соответствующей гамма-линии;  $t_1$  — время облучения;

$t_2$  — время между концом облучения и началом измерения спектра;  $t_3$  — продолжительность измерения спектра;  $A$  — количество отсчетов детектора, соответствующих выбранной гамма-линии спектра остаточной активности образца Hg;  $I$  — интенсивность линии в спектре гамма-квантов дочернего ядра, образующегося при бета-распаде продукта реакции. При расчетах использовались интенсивности гамма-переходов [9], рассчитанные при помощи интерфейса [10]. При нахождении выходов учитывалось самопоглощение в образце Hg, рассчитанное при помощи библиотек GEANT4 [11].

Методика эксперимента позволила измерить не только полные выходы фотоядерных реакций, но и отдельно выходы реакций с образованием изотопов в основном и изомерных состояниях.

Измеренные выходы фотоядерных реакций были нормированы на выход реакции  $^{196}\text{Hg}(\gamma, 1n)^{195}\text{Hg}$ . Нормированные выходы приведены в табл. 2.

### Обсуждение результатов

На основе развитой в работах [5, 6] коллективной модели возбуждения ДГР с учетом изоспинового расщепления гигантского резонанса в настоящей работе были рассчитаны полные сечения фотопоглощения  $\sigma(\gamma, \text{abs})$ , парциальные сечения фотонейтронных  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  и фотопротонных реакций  $\sigma(\gamma, 1p)$  на стабильных изотопах Hg:

$$\sigma(\gamma, \text{abs}) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 1p).$$

На рис. 2 приведены полученные энергетические зависимости сечений фотоядерных реакций  $(\gamma, \text{abs})$ ,  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, p)$  на стабильных изотопах Hg.

Были также рассчитаны интегральные сечения перечисленных выше реакций (соответственно  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{abs})$ ,  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, 2n)$ ,  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, 1p)$ ). Результаты этих расчетов для стабильных изотопов Hg приведены в табл. 3.

Положение максимума ДГР  $E^m(\gamma, \text{abs})$  практически не меняется с изменением массового числа  $A$  и равно 13.5 МэВ. Полученный результат согласуется с результатами расчетов ДГР в случае тяжелых ядер [12]. Так как число протонов и нейтронов близко к магическим числам и форма ядер для различных изотопов близка к сферической, гигантский резонанс проявляется в виде одного довольно узкого максимума ширины  $\Gamma(\gamma, \text{abs}) \approx 4.2-4.6$  МэВ. Ширина сечения на изотопах Hg совпадает с шириной сечения поглощения на дважды магическом ядре  $^{208}\text{Pb}$  ( $Z = 82$ ,  $N = 126$ ) [12]. Интегральные сечения поглощения также слабо изменяются с изменением массового числа  $A$  от  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{abs}) = 3421$  МэВ·мб для самого легкого изотопа  $^{196}\text{Hg}$  до  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{abs}) = 3580$  МэВ·мб для самого тяжелого изотопа  $^{204}\text{Hg}$  и согласуются с величиной интегрального сечения, рассчитанной на основе дипольного правила сумм [12]:

$$\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{abs}) = 60 \frac{NZ}{A} \text{ МэВ} \cdot \text{мб}.$$

Распад состояний дипольного гигантского резонанса происходит преимущественно с испусканием одного нейтрона. Сечение реакции  $\sigma(\gamma, 1n)$  в целом уменьшается с увеличением массового числа  $A$ , но составляет

Таблица 2

**Выходы фотоядерных реакций на изотопах Hg, нормированные на полный  
выход реакции  $^{196}\text{Hg}(\gamma, 1n)^{195}\text{Hg}$**

Начальное ядро	Реакция	Конечное ядро	Спин, четность $J^P$			Выход	Выход, рассчитанный на основе [5, 6]
			Начальное ядро	Конечное ядро			
				Основное состояние	Изомерное состояние		
$^{204}\text{Hg}$	$(\gamma, 1n)$	$^{203}\text{Hg}$	$0^+$	$5/2^-$		1.57	1.05
$^{200}\text{Hg}$	$(\gamma, 1n)$	$^{199}\text{Hg}$	$0^+$	$1/2^-$		0.09	1.06
		$^{199m}\text{Hg}$			$13/2^+$		
$^{198}\text{Hg}$	$(\gamma, 1n)$	$^{197}\text{Hg}$	$0^+$	$1/2^-$		1.26	1.02
		$^{197m}\text{Hg}$			$13/2^+$	0.1	
$^{196}\text{Hg}$	$(\gamma, 1n)$	$^{195}\text{Hg}$	$0^+$	$1/2^-$		0.9	1
		$^{195m}\text{Hg}$			$13/2^+$	0.1	
$^{201}\text{Hg}$	$(\gamma, 1p)$	$^{200}\text{Au}$	$3/2^-$	$1(-)$		$2.3 \cdot 10^{-4}$	$0.7 \cdot 10^{-4}$
		$^{200m}\text{Au}$			$12^-$	$< 4 \cdot 10^{-6}$	
$^{200}\text{Hg}$	$(\gamma, 1p)$	$^{199}\text{Au}$	$0^+$	$3/2^+$		$4.6 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$
$^{199}\text{Hg}$	$(\gamma, 1p)$	$^{198}\text{Au}$	$1/2^-$	$2^-$		$3.9 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$
		$^{198m}\text{Au}$			$(12^-)$	$< 1 \cdot 10^{-6}$	

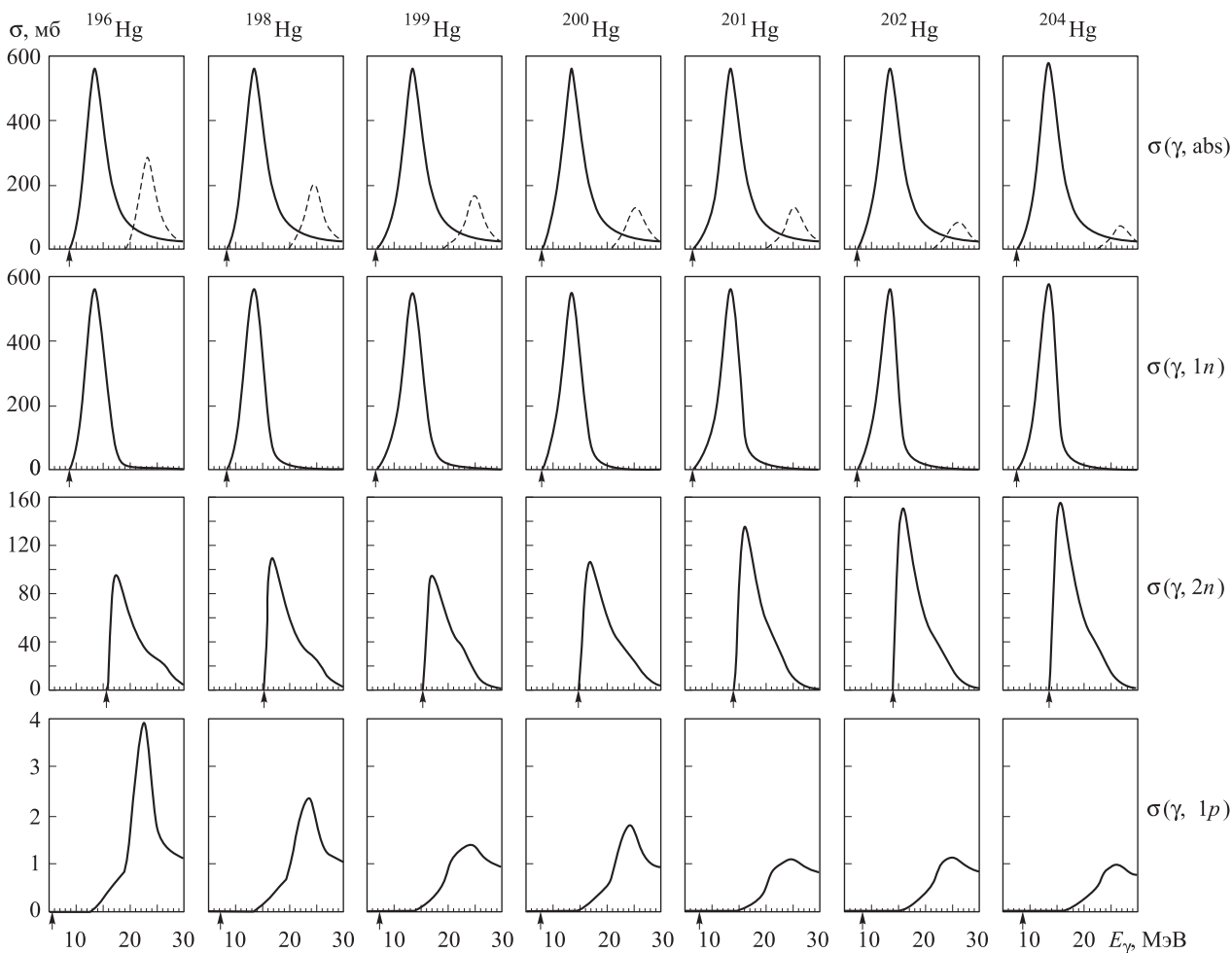


Рис. 2. Сечения фотоядерных реакций на стабильных изотопах Hg. Вклад  $T_{>}$ -компоненты в сечение реакции фотопоглощения  $(\gamma, \text{abs})$  изображен пунктиром (для наглядности его величина увеличена в 50 раз). Стрелками указаны пороги реакций

Таблица 3

Результаты расчетов фоторасщепления стабильных изотопов Hg

Массовое число $A$	196	198	199	200	201	202	204
Положение максимума ДГР $E^m(\gamma, \text{abs})$ , МэВ	13.5	13.5	13.5	13.5	13.5	13.5	13.5
Сечение ДГР в максимуме $\sigma^m(\gamma, \text{abs})$ , мб	561	564	548	552	558	562	580
Ширина ДГР $\Gamma(\gamma, \text{abs})$ , МэВ	4.3	4.3	4.3	4.5	4.3	4.6	4.2
Интегральное сечение ДГР $\sigma_{\text{int}}(\gamma, \text{abs})$ , МэВ·мб	3421	3462	3563	3518	3603	3555	3580
Положение максимума $\sigma(\gamma, 1n)$ $E^m(\gamma, 1n)$ , МэВ	13.5	13.5	13.5	13.5	13.5	13.5	13.5
Интегральное сечение $\sigma_{\text{int}}(\gamma, 1n)$ , МэВ·мб	2585	2560	2714	2586	2551	2430	2395
Положение максимума $\sigma(\gamma, 2n)$ $E^m(\gamma, 2n)$ , МэВ	17.5	16.9	17.1	16.9	16.1	15.9	15.7
Интегральное сечение $\sigma_{\text{int}}(\gamma, 2n)$ , МэВ·мб	606	663	562	697	748	855	907
Разность порога реакции $(\gamma, 2n)$ и положения максимума ДГР $E_{\text{threshold}}(\gamma, 2n) - E^m(\gamma, \text{abs})$ , МэВ	2.3	1.8	1.7	1.2	0.8	0.5	0.0
Положение максимума $T_{<}$ -компоненты ДГР $E^m(T_{<})(\gamma, \text{abs})$ , МэВ	13.5	13.5	13.5	13.5	13.5	13.5	13.5
Интегральное сечение $T_{<}$ -компоненты ДГР $\sigma_{\text{int}}(T_{<})(\gamma, \text{abs})$ , МэВ·мб	3223	3270	3373	3331	3415	3371	3396
Положение максимума $T_{>}$ -компоненты ДГР $E^m(T_{>})(\gamma, \text{abs})$ , МэВ	23.3	24.5	24.9	25.3	25.3	26.2	26.8
Интегральное сечение $T_{>}$ -компоненты ДГР $\sigma_{\text{int}}(T_{>})(\gamma, \text{abs})$ , МэВ·мб	28	20	18	14	14	10	8
Разность положений максимумов сечений изоспиновых компонент $T_{>}$ и $T_{<}$ $E_m(T_{>})(\gamma, \text{abs}) - E_m(T_{<})(\gamma, \text{abs})$ , МэВ	9.8	11	11.4	11.8	11.8	12.7	13.3
Положение максимума $\sigma(\gamma, 1p)$ $E^m(\gamma, 1p)$ , МэВ	22.5	23.7	24.1	24.3	24.7	25.1	26.2
Интегральное сечение $\sigma_{\text{int}}(\gamma, 1p)$ , МэВ·мб	34	26	21	21	16	16	14

Таблица 4

Характеристики ДГР, полученные в [3] для естественной смеси изотопов Hg

Изотоп	$E^m(\gamma, sn)$ , МэВ	$\sigma_m(\gamma, sn)$ , мб	$\Gamma(\gamma, sn)$ , МэВ	$\sigma_{\text{int}}(\gamma, sn)$ , МэВ·мб	$\sigma_{\text{int}}(\gamma, 1n)$ , МэВ·мб	$\sigma_{\text{int}}(\gamma, 2n)$ , МэВ·мб
Ест. смесь. [3]	13.7	582	4.3	3770		
$^{200}\text{Hg}$	13.5	552	4.5	3518	2586	697
$^{202}\text{Hg}$	13.5	562	4.6	3555	2430	855

65–75% от полного сечения поглощения. Максимум сечения реакции  $\sigma(\gamma, 1n)$  на всех стабильных изотопах Hg совпадает с максимумом ДГР.

Сечение реакции  $\sigma(\gamma, 2n)$  растет с увеличением массового числа  $A$  от 606 МэВ·мб ( $^{196}\text{Hg}$ ) до 907 МэВ·мб ( $^{204}\text{Hg}$ ), что обусловлено сдвигом порога реакции  $(\gamma, 2n)$  в сторону меньших энергий. В изотопе  $^{204}\text{Hg}$  порог реакции  $(\gamma, 2n)$  совпадает с положением максимума ДГР, что приводит к увеличению вероятности распада ДГР с испусканием двух нейтронов.

В табл. 4 результаты эксперимента [3], в котором были измерены полные сечения фотонейтронной реакции  $\sigma(\gamma, sn)$ , сечения реакций  $\sigma(\gamma, 1n)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$  на естественной смеси изотопов Hg, сравниваются с результатами теоретических расчетов, приведенных в табл. 3.

Так как в работе [3] сечения для отдельных изотопов отсутствуют, прямое сравнение с данными теоретических расчетов невозможно. Однако сечения фотонейтронных реакций на двух наиболее распространенных изотопах  $^{200}\text{Hg}$  и  $^{202}\text{Hg}$  находится в согласии с данными [3].

В ядрах, в которых число нейтронов  $N$  не совпадает с числом протонов  $Z$ , при поглощении гамма-квантов возбуждается две изоспиновые ветви ДГР:  $T_{<} = T_0$  и  $T_{>} = T_0 + 1$ , где  $T_0 = |N - Z|/2$  — изоспин основного состояния ядра. Отношение вероятностей возбуждения

состояний  $T_{>}$  и  $T_{<}$  определяется соотношением [12]

$$\frac{C^2(T_{>})}{C^2(T_{<})} = \frac{1}{T_0} \left( \frac{1 - 1.5T_0A^{-2/3}}{1 + 1.5A^{-2/3}} \right).$$

Сечение  $T_{>}$  расположено при более высоких энергиях. Величина расщепления по энергии состояний  $T_{>}$  и  $T_{<}$  определяется соотношением [12]

$$E(T_{>}) - E(T_{<}) = \frac{60}{A}(T_0 + 1) \text{ МэВ}.$$

Были рассчитаны изоспиновые компоненты  $\sigma(T_{>})(\gamma, \text{abs})$  и  $\sigma(T_{<})(\gamma, \text{abs})$  полного сечения фотопоглощения  $\sigma(\gamma, \text{abs})$ . Результаты этих расчетов суммированы в табл. 3. На рис. 2 показана  $T_{>}$ -компонента сечения фотопоглощения (так как величина ее на два порядка меньше величины сечения ДГР в максимуме, для наглядности она увеличена в 50 раз).

Положение максимума сечения  $E_m(T_{<})(\gamma, \text{abs})$  изоспиновой компоненты  $T_{<}$  совпадает с положением максимума ДГР  $E^m(\gamma, \text{abs})$ . Изоспиновая компонента  $T_{>}$  сдвинута относительно  $T_{<}$  на 9.8 МэВ в сторону более высоких энергий для изотопа  $^{196}\text{Hg}$ . Сдвиг по энергии увеличивается с ростом массового числа  $A$  и достигает 13,3 МэВ для  $^{204}\text{Hg}$ .

Величина интегрального сечения  $\sigma_{\text{int}}(T_{>})(\gamma, \text{abs})$  компоненты  $T_{>}$  резонанса практически совпадает с интегральным сечением реакции  $(\gamma, 1p)$ , что подтверждает обнаруженную ранее закономерность [12], что

состояние  $T_>$  в тяжелых ядрах распадается преимущественно с испусканием протонов. Более того, запрет на распад состояний  $T_>$  с испусканием нейтрона на низко-возбужденные состояния конечных ядер позволяет объяснить величину сечения фотопротонной реакции. Расчеты, выполненные на основе статистической модели, в которой не учитываются специфические изоспиновые особенности распада состояний  $T_>$  и  $T_<$ , предсказывают сечения фотопротонных реакций на 2–4 порядка меньше, чем наблюдаются в эксперименте.

На рис. 3 измеренные выходы фотоядерных реакций, приведенные в табл. 2, сравниваются с результатами теоретических расчетов, приведенных в табл. 3. С этой целью полученные теоретические сечения реакции  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 1p)$  на изотопах  $^{196,198-202,204}\text{Hg}$  были свернуты с тормозным спектром  $W(E, E^{\max})$ , где  $E^{\max} = 19.5$  МэВ, и получены выходы соответствующих реакций. Использовался тормозной спектр, рассчитанный при помощи пакета библиотек GEANT4 [13]. Также на рисунке приведен выход реакции  $^{201}\text{Hg}(\gamma, 1p)$ , рассчитанный на основе данных [3] (нормировка на выход реакции  $^{196}\text{Hg}(\gamma, 1n)$ , рассчитанный теоретически).

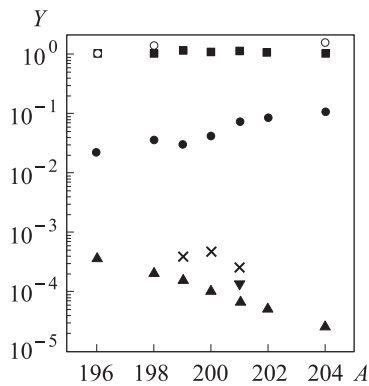


Рис. 3. Выходы фотоядерных реакций на изотопах Hg, нормированные на полный выход реакции  $^{196}\text{Hg}(\gamma, 1n)^{195}\text{Hg}$ . Теоретический расчет:  $\sigma(\gamma, 1n)$  (■),  $\sigma(\gamma, 2n)$  (●),  $\sigma(\gamma, 1p)$  (▲); данные  $\sigma(\gamma, 1p)$  из [4] (▼); результаты настоящей работы:  $\sigma(\gamma, 1n)$  (○),  $\sigma(\gamma, 1p)$  (×)

В целом наблюдается достаточно хорошее согласие экспериментальных результатов и теоретически рассчитанных выходов реакции  $(\gamma, 1n)$ . Впервые были экспериментально измерены выходы изомерного состояния  $E = 298.93$  кэВ,  $J^P = 13/2^+$  в изотопе  $^{197}\text{Hg}$  и изомерного состояния  $E = 532.48$  кэВ,  $J^P = 13/2^+$  в изотопе  $^{199}\text{Hg}$ . В обоих случаях выход изомерного состояния составляет несколько процентов от выхода реакции с образованием изотопов  $^{197}\text{Hg}$  и  $^{199}\text{Hg}$  в основном состоянии. Такая большая разница в выходах объясняется большой разницей в величине спинов основных и изомерных состояний (см. табл. 2).

Впервые в настоящей работе был измерен выход фотопротонных реакций на изотопах  $^{199,200,201}\text{Hg}$  (табл. 2). Выходы фотопротонных реакций на изотопах  $^{199,200,201}\text{Hg}$  равны  $3.9 \cdot 10^{-4}$ ,  $4.6 \cdot 10^{-4}$  и  $2.3 \cdot 10^{-4}$  соответственно и составляют  $\sim 10^{-4}$  от выхода фотонейтронных реакций. Уменьшение теоретически рассчитанного выхода фотопротонной реакции с увеличением

массового числа  $A$  объясняется увеличением энергии связи протонов при увеличении массового числа  $A$  (табл. 1).

Выходы фотопротонных реакций, измеренные нами, в пределах точности эксперимента и модели, положенной в основу расчетов [5, 6], находятся в согласии с расчетами [5, 6] и данными работы [4].

В измеренных спектрах не наблюдаются максимумы, соответствующие выходу изомеров в реакциях  $^{201}\text{Hg}(\gamma, p)^{200m}\text{Au}$  и  $^{199}\text{Hg}(\gamma, p)^{198m}\text{Au}$ . На основе этого были сделаны оценки выходов этих изомеров. Изомерные отношения не превышают 0.01. Этот результат, так же как и выход изомеров в фотонейтронных реакциях, обусловлен большим различием в спинах основных состояний и изомеров. Спин-четность  $^{200m}\text{Au}$  и  $^{198m}\text{Au}$   $J^P = 12^-$ , спин-четность  $^{199}\text{Hg}$   $J^P = 1/2^-$ , спин-четность  $^{201}\text{Hg}$   $J^P = 3/2^-$ .

Выходы реакции  $(\gamma, 2n)$  в настоящем эксперименте не наблюдались, так как в большинстве случаев в результате такой реакции образуются стабильные изотопы или изотопы, образующиеся также в реакции  $(\gamma, 1n)$ . Выходы реакций  $(\gamma, 1p1n)$  и  $(\gamma, 2p)$  сильно подавлены по сравнению с выходом реакции  $(\gamma, 1p)$  из-за более низкой средней энергии образующихся протонов и подавления их прохождения через потенциальный барьер ядра.

### Заключение

На тормозном пучке гамма-излучения с максимальной энергией  $E^{\max} = 19.5$  МэВ измерены выходы фотоядерных реакций на стабильных изотопах ртути Hg.

Впервые измерены выходы фотопротонных реакций на изотопах  $^{199,200,201}\text{Hg}$  и фотонейтронных реакций на изотопах  $^{196,198,200,204}\text{Hg}$ . Для изотопов  $^{195,197,199}\text{Hg}$  измерен выход изомерных состояний, образующихся в фотоядерных реакциях.

На основе коллективной модели ядра с учетом изоспинового расщепления ДГР рассчитаны сечения частичных каналов  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 1p)$  на стабильных изотопах Hg. Результаты теоретических расчетов в целом хорошо согласуются с результатами эксперимента.

Полученные результаты свидетельствуют о проявлении изоспиновых особенностей при распаде состояний  $T_>$  по протонному и нейтронному каналам. Исследование зависимостей выходов и сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций от массового числа  $A$  обнаруживает тенденцию к увеличению сечений фотопротонных реакций при удалении от полосы бета-стабильности в область нейтроннодефицитных ядер и увеличению сечений фотонейтронных реакций при смещении в область ядер, перегруженных нейтронами.

### Список литературы

1. Мигдал А.Б. // ЖЭТФ. 1945. **15**. С. 81.
2. Данос М., Ишханов Б.С., Юдин Н.П., Эрамжян Р.А. // УФН. 1995. **165**, № 2. С. 1345.
3. Veyssière et al. // J. Physique Lett. 1975. **36**, N 11. P. 267.
4. Carver J.H., Peaslee D.C., Taylor R.B. // Phys. Rev. 1962. **127**. P. 2198.
5. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЭЧАЯ. 2007. **38**. P. 460.
6. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2008. **71**. С. 517.

7. *Shvedunov V.I., Ermakov A.N., Gribov I.V.* // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Research A. 2005. **550**. P. 39.
8. *Троцкий С.Ю.* // Труды X межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» / Под ред. Б. С. Ишханова и Л. С. Новикова. М., 2009. С. 174.
9. *Tuli J.K.* Nuclear wallet cards. National Nuclear Data Center (<http://www.nndc.bnl.gov/>).
10. LUNDS homepage <http://ie.lbl.gov/toi/>
11. *Agostinelli S, Allison J, Amako K.* et al. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2003. **506**. P. 250.
12. *Ишханов Б.С.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 2. С. 3.
13. *Ишханов Б.С., Троцкий С.Ю.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 1. С. 39.

### Photodisintegration of Hg isotopes

**B. S. Ishkhanov**<sup>1,2</sup>, **V. N. Orlin**<sup>1</sup>, **S. Yu. Troschiev**<sup>2,a</sup>

<sup>1</sup>*D. V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (MSU SINP), M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

<sup>2</sup>*Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

*E-mail: <sup>a</sup>sergey.troschiev@googlemail.com.*

Yields of photonuclear reactions on Hg isotopes were measured on the bremsstrahlung photon beam with maximum energy 19.5 MeV using gamma-activation analysis. Cross-sections of photonuclear reactions on stable Hg isotopes were calculated using collective model including isospin splitting of giant dipole resonance. Experiment results are compared with the results of theoretical calculations and some earlier experimental works.

*Keywords:* cross-section, photonuclear reactions, giant resonance.

PACS: 25.20.-x.

*Received 21 June 2010.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2010).

#### Сведения об авторах

1. Ишханов Борис Саркисович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой, гл. науч. сотр.; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: [bsi@depni.sinp.msu.ru](mailto:bsi@depni.sinp.msu.ru).
2. Орлин Вадим Николаевич — ст. науч. сотр.; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: [orlinvn@yandex.ru](mailto:orlinvn@yandex.ru).
3. Троцкий Сергей Юрьевич — аспирант; e-mail: [sergey.troschiev@googlemail.com](mailto:sergey.troschiev@googlemail.com).