

ДАННЫЕ ПО ФОТОНЕЙТРОННЫМ РЕАКЦИЯМ ИЗ РАЗНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ДЛЯ ЯДЕР ^{133}Cs , ^{138}Ba И ^{209}Bi

© 2016 г. В. В. Варламов^{1)*}, Б. С. Ишханов^{1),2)}, В. Н. Орлин¹⁾, Н. Н. Песков¹⁾

Поступила в редакцию 25.11.2015 г.

Рассмотрены основные методы определения сечений парциальных фотонейтронных реакций. В экспериментах с квазиодноэнергетическими аннигиляционными фотонами они получают непосредственно, с тормозным γ -излучением — из сечения реакции выхода нейтронов $(\gamma, xn) = (\gamma, 1n) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n) + \dots$, в которое вносятся поправки в соответствии со статистической теорией ядерных реакций. Проанализированы различия условий экспериментов, приводящие к расхождениям между их результатами вследствие значительных систематических погрешностей. Для исследования достоверности данных по фоторасщеплению ядер ^{133}Cs , ^{138}Ba и ^{209}Bi использованы физические критерии. Сечения парциальных и полных реакций, удовлетворяющих критериям достоверности, оценены в рамках экспериментально-теоретического метода ($\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \times \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$) на основе экспериментального сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ и результатов расчетов в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций.

DOI: 10.7868/S004400271604022X

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные о сечениях фотоядерных реакций широко востребованы в самых разных областях науки и техники, от фундаментальной ядерной физики до различных приложений. Наряду с данными по ядерным реакциям под действием нейтронов, заряженных частиц и тяжелых ионов они включены в международную базу данных (БД) по ядерным реакциям системы EXFOR [1–3]. Настоящая БД поддерживается и развивается Сетью Центров ядерных данных МАГАТЭ [4] и хорошо известна пользователям [5]. Различные поисковые системы различных версий этой БД (Центр данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ, Россия, Секция ядерных данных МАГАТЭ, Австрия и Национальный центр ядерных данных США) позволяют оперативно и эффективно проводить обработку данных. Во многих случаях сравнение результатов разных экспериментов обнаруживает неизвестные ранее систематические расхождения между ними,

провести анализ причин таких расхождений и разработать методы их устранения. В области фотоядерных реакций такие исследования являются весьма актуальными, поскольку условия проведения экспериментов с γ -квантами сильно различаются. В первую очередь это связано с отсутствием моноэнергетических фотонов, вследствие чего экспериментаторы вынуждены использовать различные методы получения квазиодноэнергетических фотонов, эффективный спектр которых может быть интерпретирован как близкий моноэнергетическому. Существенное различие методов получения данных является причиной значительных систематических погрешностей, намного превышающих статистические погрешности и проявляющихся в том, что величины сечений реакций, определенные в разных экспериментах, различаются в несколько раз. В такой ситуации использование имеющихся результатов возможно лишь с учетом объективных критериев достоверности и с помощью методов оценки данных, удовлетворяющих этим критериям.

Настоящая работа посвящена анализу экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций на ядрах ^{133}Cs , ^{138}Ba и ^{209}Bi , для которых обсуждаемые эффекты влияния существенных систематических погрешностей экспериментов на достоверность их результатов проявляются весьма очевидно, и оценке новых достоверных сечений парциальных фотонейтронных реакций.

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Россия.

²⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия.

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

2. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ И РАСХОЖДЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ФОТОЯДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Большинство сечений фотоядерных реакций было получено [6–9] в экспериментах двух типов, выполненных на пучках тормозного γ -излучения (ТИ) и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции (КМА) на лету релятивистских позитронов.

В ТИ-экспериментах непосредственно измеряется не искомое сечение реакции $\sigma(E)$ с энергетическим порогом E_{th} , а ее выход:

$$Y(E_m) = \alpha \int_{E_{th}}^{E_m} W(E_m, E) \sigma(E) dE, \quad (1)$$

представляющий собой свертку искомого сечения реакции $\sigma(E)$ с фотонным спектром $W(E_m, E)$, имеющим верхнюю границу E_m и сплошную форму. Выход измеряется при нескольких верхних границах тормозного спектра E_m , а затем соответствующая система интегральных уравнений (1) решается относительно $\sigma(E)$ с помощью одного из методов, разработанных, чтобы эффективный спектр фотонов мог быть интерпретирован как близкий к квазимоноэнергетическому (т.е. имел бы форму, близкую к гауссиану, с относительно небольшой шириной) [10].

Поскольку определение сечения реакции в ТИ-эксперименте происходит с использованием процедуры решения обратной задачи (1), как альтернатива был предложен метод определения сечения “непосредственно” в эксперименте. Он основан на получении квазимоноэнергетических фотонов с энергией $E_\gamma = E_{e^+} + 0.511$ МэВ, образующихся при аннигиляции быстрых позитронов в тонкой мишени из вещества с малым Z . Так как процесс аннигиляции позитронов сопровождается тормозным γ -излучением, получение информации о сечении реакции $\sigma(E)$ в КМА-эксперименте проходит в три этапа [8, 9]: первый — измерение выхода $Y_{e^+}(E_m)$ (1) реакции под действием фотонов от аннигиляции и тормозного γ -излучения позитронов; второй — измерение выхода $Y_{e^-}(E_m)$ (1) реакции под действием фотонов от тормозного γ -излучения электронов; третий — получение (после соответствующей нормировки и в предположении о том, что спектры тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны) разности экспериментальных выходов $Y_{e^+}(E_m)$ и $Y_{e^-}(E_m)$ и интерпретация этой разности как искомого сечения реакции

$$Y_{e^+}(E_m) - Y_{e^-}(E_m) = Y(E_m) \approx \sigma(E_m). \quad (2)$$

Между результатами ТИ- и КМА-экспериментов существуют известные отчетливо выраженные

систематические расхождения. В первую очередь они обусловлены существенным различием методов получения информации о сечениях реакций и эффективных спектров фотонов, вызывающих реакцию: как правило, сечения реакций из КМА-экспериментов по сравнению с сечениями реакций из ТИ-экспериментов оказываются существенно более гладкими по форме и имеющими несколько меньшие абсолютные величины. Различия абсолютных величин сечений реакций выхода (3), полученных в разных экспериментах, в среднем составляют $\sim 12\%$ [11, 12]. Расхождения данных, полученных в разных лабораториях, их причины и методы их учета и преодоления рассмотрены достаточно подробно [11–13].

В большинстве фотоядерных экспериментов был использован метод прямой регистрации их продуктов — фотонейтронов. В этом методе в результатах экспериментов имеют место дополнительные систематические погрешности, связанной с проблемой определения множественности фотонейтронов.

В ТИ-экспериментах при прямой регистрации нейтронов непосредственно может быть определено лишь сечение реакции выхода нейтронов

$$(\gamma, xn) = (\gamma, 1n) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n) + \dots, \quad (3)$$

в которую дают вклады парциальные реакции $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$. Они важны с точки зрения изучения процессов формирования и распада состояний гигантского дипольного резонанса (ГДР), механизмов взаимодействия фотонов с ядрами, изучения различных особенностей электромагнитных взаимодействий ядер, а кроме того формируют сечение полной фотонейтронной реакции

$$(\gamma, sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n) + \dots, \quad (4)$$

которое для средних и тяжелых ядер прямо соотносится с сечением фотопоглощения.

Вследствие достаточной близости энергетических порогов $B1n$, $B2n$, $B3n$, ... парциальных реакций в широких областях энергий фотонов одновременно оказываются возможными несколько из них. В методе прямой регистрации единственный нейтрон из реакции $(\gamma, 1n)$ детектируется однажды, оба нейтрона из реакции $(\gamma, 2n)$ — дважды, каждый нейтрон из реакции $(\gamma, 3n)$ — трижды и т.д. В результате каждая парциальная реакция оказывается представленной в суммарном сечении $\sigma(\gamma, xn)$ -реакции выхода (3) с соответствующим фактором множественности нейтронов. Таким образом, для разделения реакции выхода (γ, xn) на парциальные реакции необходимо знать, в реакции с какой множественностью был образован детектируемый нейтрон. В этом заключается известная проблема разделения фотонейтронов по множественности.

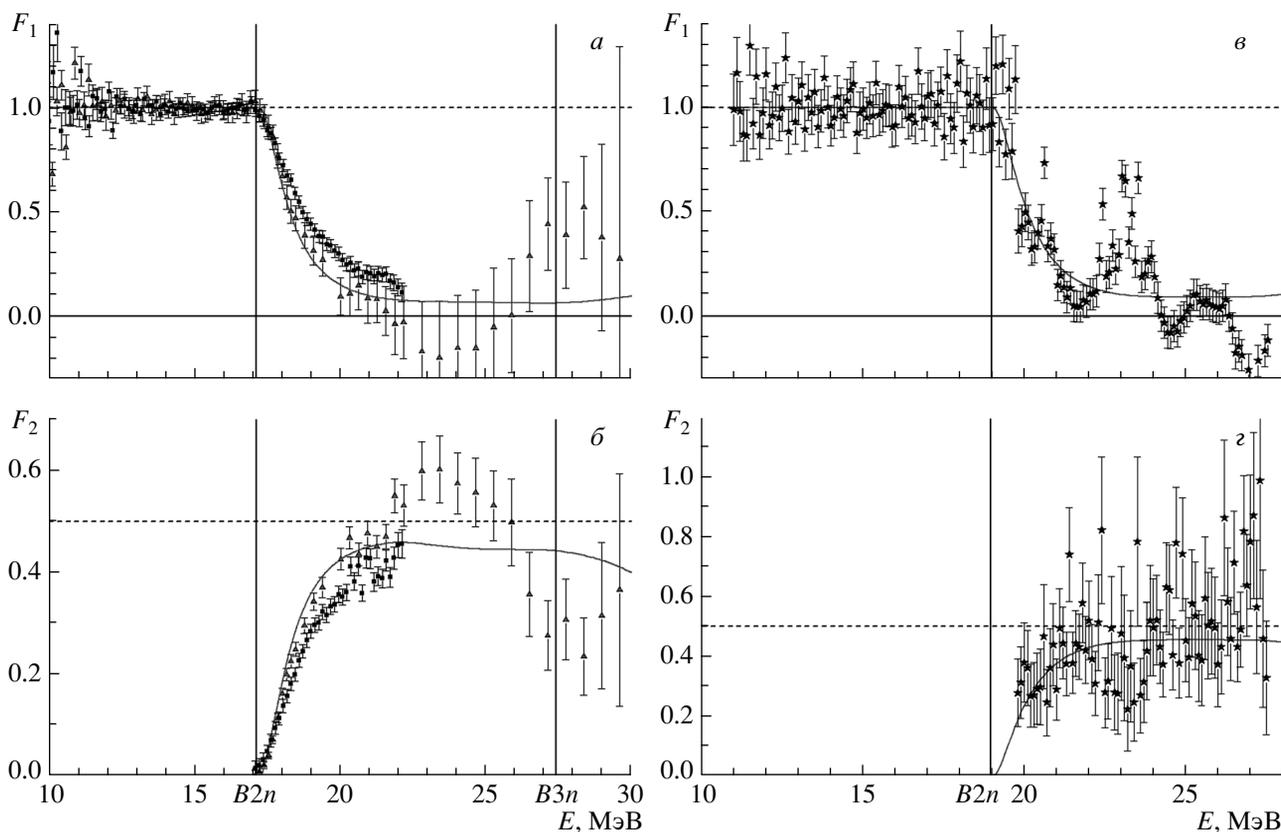


Рис. 1. Сравнение энергетических зависимостей $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{эксп}}$, полученных по результатам КМА-экспериментов для ядра ^{116}Sn (а, б) и ТИ-эксперимента для ядра ^{112}Sn (в, г) с $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанными в модели [20–22] (кривая). Точки: \blacktriangle — Ливермор [18], \blacksquare — Сакле [19], \star — НИИЯФ МГУ [23]).

Методика получения в ТИ-экспериментах сечений парциальных реакций подробно описана ранее [11–13]. Сначала определяется сечение реакции выхода (3), в которое вносятся корректировки в соответствии со статистической теорией ядерных реакций, что позволяет получить оценку сечения полной фотонейтронной реакции (4), а затем и оценки сечений парциальных реакций.

В КМА-экспериментах в связи с квазимоноэнергетичностью спектра фотонов сечения парциальных реакций определяются непосредственно в эксперименте с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности. На основании предположений о прямой связи множественности нейтронов из разных реакций с их кинетической энергией определяются $\sigma(\gamma, 1n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 3n)$, из которых соответствующим суммированием получаются $\sigma(\gamma, sn)$ и $\sigma(\gamma, xn)$, определяемые выражениями (3), (4).

Абсолютное большинство обсуждаемых данных получено в Лоуренсовской Ливерморской национальной лаборатории США и Центре ядерных исследований Франции в Сакле. В обеих лабораториях использовался один и тот же метод определения

сечений парциальных реакций — разделение фотонейтронов по множественности с помощью экспериментального измерения их кинетических энергий, однако конкретные реализации этого метода были разными. Вследствие этого между экспериментальными данными для 19 ядер, исследованных в обеих лабораториях, наблюдаются [12, 13] существенные (до 100%) систематические расхождения. Кратко и в целом: сечения реакции $(\gamma, 1n)$ имеют большие величины в Сакле, а реакции $(\gamma, 2n)$ — в Ливерморе.

В работах [14–17] экспериментальные данные по сечениям парциальных реакций для большого числа ядер, полученные на КМА-пучках с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, были проанализированы с использованием специально предложенных физических критериев достоверности данных. В качестве таких критериев использовались переходные функции множественности нейтронов:

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \quad (5)$$

$$= \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots],$$

которые позволяют объективно судить о присутствии в экспериментальных данных систематиче-

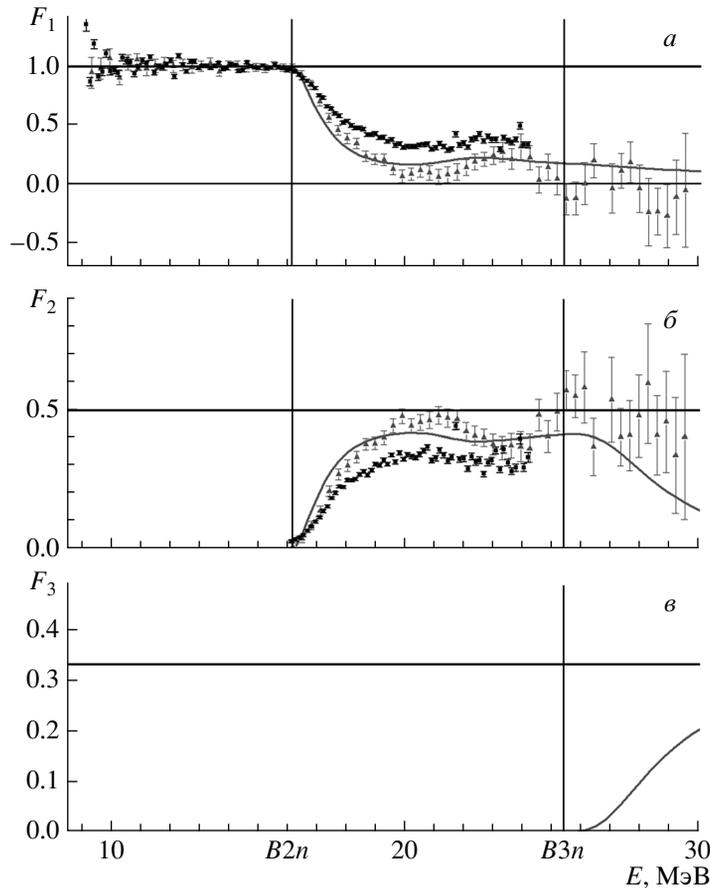


Рис. 2. Сравнение $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в модели [20–22] (кривые) для $i = 1$ (а), 2 (б), 3 (в), с $F_i^{\text{эксп}}$, полученными для изотопа ^{133}Cs по экспериментальным данным. Точки: \blacksquare – Сакле [19] и \blacktriangle – Ливермор [24]. В связи с отсутствием экспериментальных данных на рис. в представлена только $F_3^{\text{теор}}$.

ских погрешностей. Такие погрешности проявляются, прежде всего, в том, что во многих областях энергий фотонов значения F_i (5) превышают физически допустимые по определению таких функций пределы 1.00, 0.50, 0.33, ... для $i = 1, 2, 3, \dots$ соответственно, а также в сечениях парциальных реакций, главным образом $(\gamma, 1n)$, наблюдаются физически запрещенные отрицательные значения.

Было установлено [14–17], что обнаруженные в сечениях парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ значительные систематические погрешности определяются недостатками использованных в экспериментах методов разделения фотонейтронов по множественности, основанных на результатах измерения их кинетических энергий. Весьма типичные примеры сравнения энергетических зависимостей функций F_1 и F_2 , полученных по экспериментальным данным Ливермора [18] и Сакле [19] для ядра ^{116}Sn , с результатами расчетов в рамках модели [20–22] приведены на рис. 1а, 1б. Видно, что с точки зрения достоверности в данных Сакле наблюдаются заметные расхождения с результатами

теоретических расчетов. В то же время очевидно, что в области энергий $\sim 21.5\text{--}26.0$ МэВ данные Ливермора являются недостоверными, поскольку $F_1 < 1.00$ и $F_2 > 0.50$. Следует отметить, что оба признака недостоверности данных очевидно коррелируют друг с другом. Как было показано [14–17], это обусловлено необоснованным перемещением заметной части нейтронов с множественностью 1 из сечения реакции $(\gamma, 1n)$ в сечение реакции $(\gamma, 2n)$, которую должны формировать нейтроны с множественностью 2. Как результат, первое сечение необоснованно уменьшается вплоть до появления в нем (и соответственно в F_1) физически запрещенных отрицательных значений, а второе — столь же необоснованно возрастает вплоть до величин, при которых F_2 имеет физически недостоверные значения > 0.50 . Обращает на себя внимание также систематическое уменьшение значений F_2 , начиная с энергии ~ 23 МэВ, т.е. при энергиях, существенно меньших порога B_{3n} реакции $(\gamma, 3n)$. Это свидетельствует о также недостоверном разделении нейтронов с множественностью 2 и 3.

На рис. 1в, 1г приведены функции F_1 и F_2 , опре-

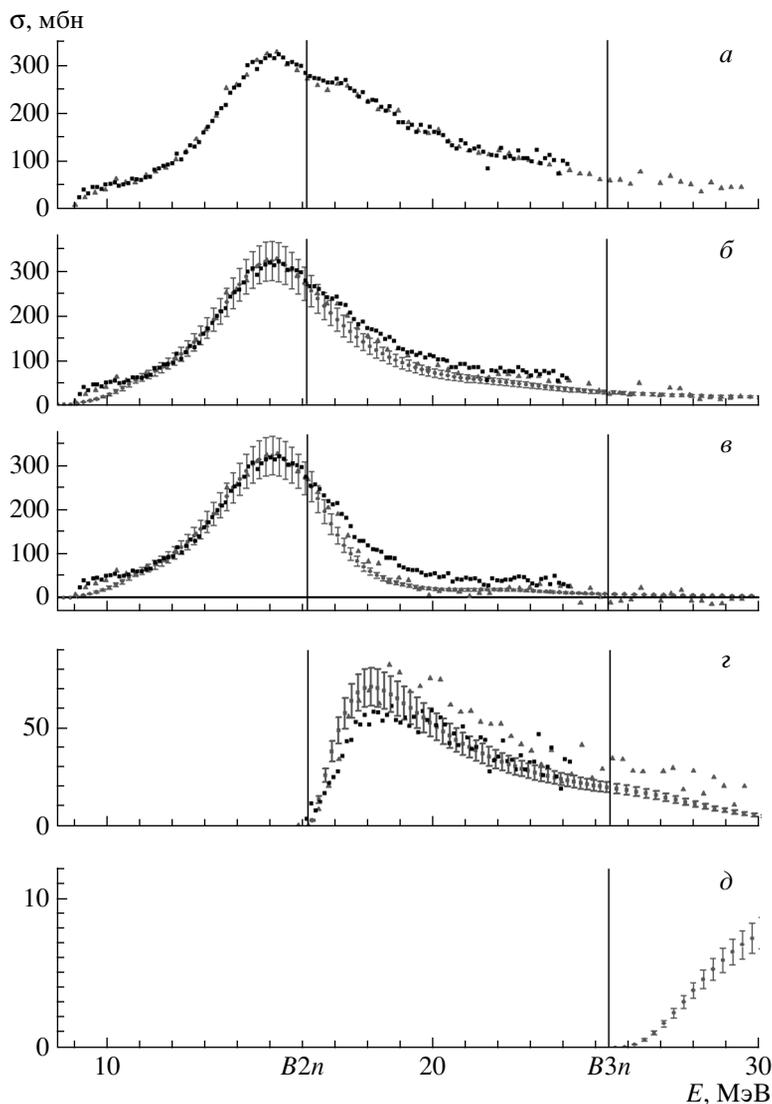


Рис. 3. Сравнение оцененных (точки ●) сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma, xn)$ (а), $\sigma(\gamma, sn)$ (б), $\sigma(\gamma, 1n)$ (в), $\sigma(\gamma, 2n)$ (г), $\sigma(\gamma, 3n)$ (д) на ядре ^{133}Cs с экспериментальными данными (точки: ■ — Сакле [19], ▲ — Ливермор [24]).

деленные для сечений фотонейтронных реакций на ядре ^{112}Sn в ТИ-эксперименте [23]. Как отмечалось выше, в таком эксперименте сечение парциальных реакций может быть получено лишь путем измерения сечения реакции выхода (3) и внесения в него поправок с помощью статистической теории ядерных реакций. Таких данных относительно немного, но и к ним могут быть применены введенные физические критерии достоверности. На рис. 1 видно, что приведенные данные в области энергий $\sim 24\text{--}25$ МэВ и больших ~ 26 МэВ вызывают серьезные сомнения в достоверности разделения нейтронов между каналами с множественностью 1 и 2, аналогично рассмотренным на рис. 1а, 1б на примере ядра ^{116}Sn . По-видимому, это связано с тем, что специфику каналов распада высоковоз-

бужденных состояний ГДР простая статистическая модель описывает недостаточно точно. Об этом же свидетельствует более успешное описание сечений полных фотонейтронных реакций комбинированной моделью [20–22], в которой кроме положений статистической теории учитываются эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления ГДР.

Анализ экспериментальных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, полученных в разных экспериментах, с использованием физических критериев достоверности [14–17], свидетельствует о том, что во многих случаях идентификация нейтронов с различной множественностью была выполнена со значительными систематическими погрешностями, вследствие чего такие данные являются недостоверными. Избежать систематических погрешностей метода разделения

Таблица 1. Интегральные сечения оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{133}Cs в сравнении с экспериментальными данными Сакле [19] и Ливермора [24]

Реакция	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$		
	оцененные данные	экспериментальные данные	
		Ливермор [24]	Сакле [19]
$E^{\text{инт}} = B2n = 16.2 \text{ МэВ}$			
$(\gamma, xn)^*$	1110.8 ± 36.3	$1140.5 \pm 9.6^*$	1137.3 ± 25.6
(γ, sn)	1107.8 ± 36.2	1139.6 ± 9.6	1136.3 ± 25.5
$(\gamma, 1n)$	1110.1 ± 36.3	1137.4 ± 9.7	1135.3 ± 25.5
$E^{\text{инт}} = B3n = 25.4 \text{ МэВ}$			
$(\gamma, xn)^*$	2294.8 ± 47.7	$2543.8 \pm 17.3^*$	2598.0 ± 61.1
(γ, sn)	1919.0 ± 42.9	2089.8 ± 36.9	2229.4 ± 50.6
$(\gamma, 1n)$	1543.9 ± 39.8	1630.7 ± 19.2	1860.9 ± 50.6
$(\gamma, 2n)$	375.1 ± 9.5	452.6 ± 8.8	367.9 ± 3.4
$E^{\text{инт}} = 29.5 \text{ МэВ}$			
$(\gamma, xn)^*$	2463.0 ± 48.2	$2453.0 \pm 48.2^*$	
(γ, sn)	2009.5 ± 43.0	2193.4 ± 20.4	
$(\gamma, 1n)$	1568.2 ± 39.8	1625.7 ± 28.1	
$(\gamma, 2n)$	429.2 ± 9.8	556.4 ± 17.0	
$(\gamma, 3n)$	11.9 ± 0.7		

* Исходные для оценки экспериментальные данные Ливермора [24].

нейтронов по множественности, с помощью которого получено абсолютное большинство данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, можно в экспериментах, выполненных, например, активационным методом или при регистрации образующихся нейтронов в режиме совпадений. Поскольку такие эксперименты, во-первых, являются весьма непростыми, а, во-вторых, могут быть использованы далеко не во всех случаях, весьма актуальной становится проблема разработки методов оценки данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, которые введенным критериям достоверности удовлетворяют.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ, СООТВЕТСТВУЮЩИХ ФИЗИЧЕСКИМ КРИТЕРИЯМ ДОСТОВЕРНОСТИ

Из сказанного ясно, что метод оценки сечений парциальных реакций должен быть свободен как от недостатков экспериментальных методов

Таблица 2. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{138}Ba в сравнении с экспериментальными данными [25]

Реакция	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	
	оцененные данные	экспериментальные данные [25]
$E^{\text{инт}} = B2n = 15.5 \text{ МэВ}$		
$(\gamma, xn)^*$	936.1 ± 6.6	$936.1 \pm 6.6^*$
(γ, sn)	957.4 ± 28.9	935.7 ± 6.6
$(\gamma, 1n)$	956.3 ± 28.9	935.1 ± 6.6
$E^{\text{инт}} = B3n = 24.6 \text{ МэВ}$		
$(\gamma, xn)^*$	2433.2 ± 14.3	$2433.2 \pm 14.3^*$
(γ, sn)	1940.1 ± 43.5	1998.9 ± 12.6
$(\gamma, 1n)$	1442.7 ± 33.7	1565.1 ± 15.7
$(\gamma, 2n)$	492.1 ± 10.9	433.9 ± 7.3
$(\gamma, 3n)$		
$E^{\text{инт}} = 27.1 \text{ МэВ}$		
$(\gamma, xn)^*$	2538.4 ± 17.6	$2538.4 \pm 17.6^*$
(γ, sn)	2036.1 ± 44.1	2041.6 ± 14.5
$(\gamma, 1n)$	1459.8 ± 33.7	1548.3 ± 18.7
$(\gamma, 2n)$	564.0 ± 11.4	490.4 ± 9.7
$(\gamma, 3n)$	4.0 ± 0.3	7.1 ± 3.9

* Исходные для оценки экспериментальные данные [25].

разделения нейтронов по множественности, так и от ограниченных возможностей статистической теории в описании конкуренции каналов распада состояний ГДР. Такой метод был предложен [14, 15] на основании совместного использования экспериментальных данных только по сечению реакции выхода (3), не зависящих от проблем разделения нейтронов по множественности, и соотношений комбинированной модели фотоядерных реакций [20–22]. Экситонная предравновесная модель использует плотности уровней ядер, рассчитанные в модели ферми-газа, учитывает как деформацию ядра, так и изоспиновое расщепление гигантского резонанса и позволяет получать описания сечений реакции выхода нейтронов в области средних и тяжелых ядер. В предложенном экспериментально-теоретическом методе оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций соотношения между

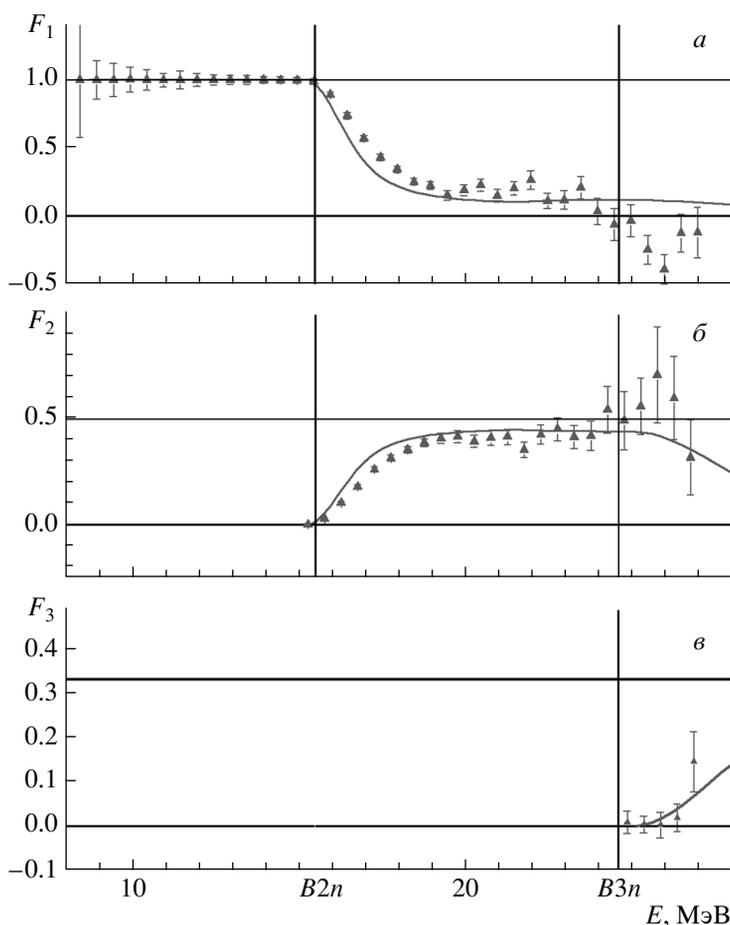


Рис. 4. Сравнение для $i = 1$ (а), 2 (б), 3 (в) $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в модели [20–22] (кривая), с $F_i^{\text{эксп}}$, полученными для изотопа ^{138}Ba по экспериментальным данным (точки \blacktriangle – Ливермор [25]).

оцененными сечениями $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$ устанавливаются в соответствии с положениями модели ($F_i^{\text{теор}}$):

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \times \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn), \quad (6)$$

а их соответствующая сумма $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$ совпадает с $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$. Описанный метод использован для оценки сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ для большого числа ядер, полученных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с использованием метода разделения фотонейтронов по множественности. Для нескольких изотопов Sn оценки были выполнены [14] с использованием данных, полученных не только в КМА-экспериментах с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, но и в ТИ-экспериментах с помощью метода внесения в сечение реакции выхода (3) поправок в соответствии со статистической теорией ядерных реакций.

Во всех случаях обнаружено присутствие обусждаемых существенных систематических погрешностей, обусловленных неправильной ин-

терпретацией множественности регистрируемых нейтронов.

4. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

4.1. Данные для изотопа ^{133}Cs

Энергетические зависимости переходных функций множественности нейтронов $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ (5), полученные по данным Сакле [19] и Ливермора [24] для ядра ^{133}Cs , на рис. 2 сравниваются с результатами расчета $F_i^{\text{теор}}$ в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций [20–22].

Видно, что экспериментальные данные как Сакле [19], так и Ливермора [24] в области энергий до $B3n = 25.4$ МэВ введенным критериям достоверности (5) не противоречат. Однако при этом результаты обоих экспериментов существенно расходятся между собой, а также с оцененными данными, причем эти расхождения имеют противоположную направленность. Значения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$, полученные по данным Сакле, при всех значениях энергии

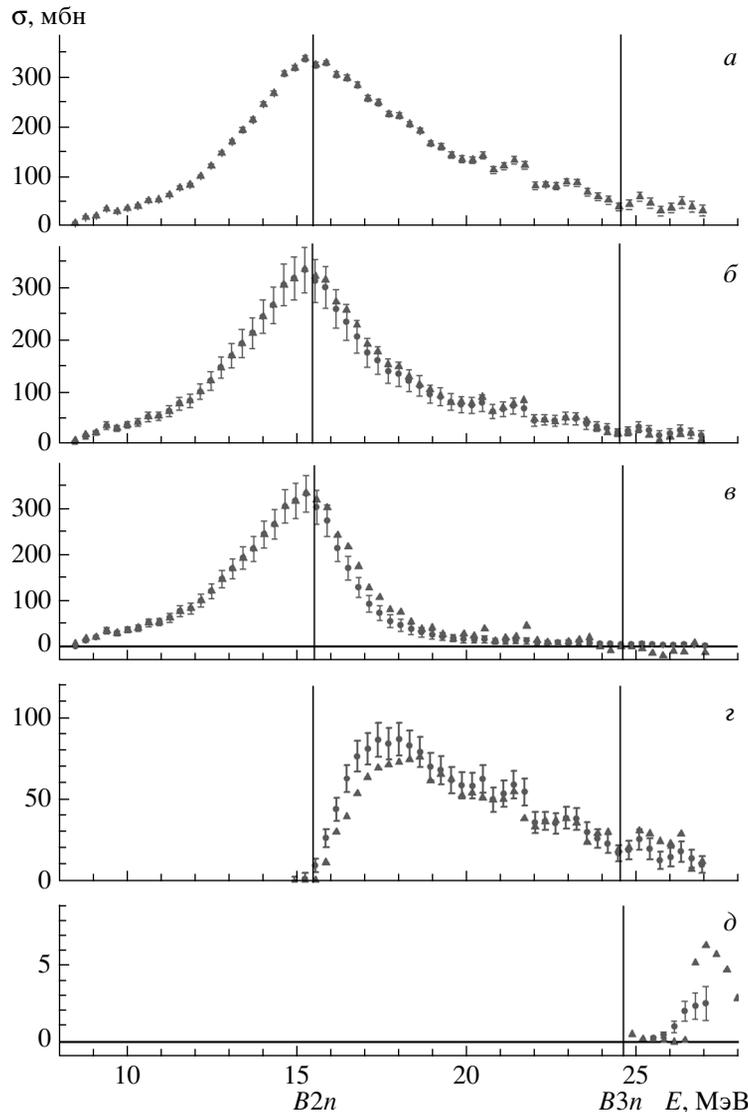


Рис. 5. Сравнение оцененных (точки \bullet) сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma, xn)$ (а), $\sigma(\gamma, sn)$ (б), $\sigma(\gamma, 1n)$ (в), $\sigma(\gamma, 2n)$ (г), $\sigma(\gamma, 3n)$ (д) на ядре ^{138}Ba (точки \blacktriangle — Ливермор [25]).

не превышают предельных значений физических критериев достоверности. Значения $F_1^{\text{эксп}}$, полученные по данным Ливермора, в двух областях энергии (~ 25 – 26 и 28 – 30 МэВ) критериям достоверности не удовлетворяют (хотя погрешности значений функции $F_1^{\text{эксп}}$ достаточно велики, они систематически являются отрицательными). Значения $F_2^{\text{эксп}}$ в области энергий, больших ~ 25 МэВ, существенно расходятся с $F_2^{\text{теор}}$, некоторые из них оказываются >0.50 . Следует отметить, что изменения в обеих зависимостях $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{эксп}}$ отчетливо коррелируют друг с другом — возрастание одной из них соответствует уменьшению другой и наоборот.

На рис. 3 сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и (γ, sn) на изотопе ^{133}Cs , оцененные в рамках экспериментально-теоретического подхода (3),

представлены вместе с экспериментальным [24] сечением (3) реакции (γ, xn) , использованным в качестве исходной информации для процедуры оценки (6) и данными работы [19]. В табл. 1 приведены данные об оцененных интегральных сечениях парциальных реакций на ядре ^{133}Cs . Предварительно следует сделать следующий комментарий. Интегральное сечение для $(\gamma, 1n)$ -реакции по данным Ливермора, рассчитанное до энергии 25.4 МэВ (1630.7 МэВ мбн), оказывается больше, чем рассчитанное до энергии 29.5 МэВ (1625.7 МэВ мбн), что прямо связано с наличием в этом сечении в области энергий ~ 25.4 – 29.5 МэВ физически запрещенных отрицательных значений (рис. 4в). В этой связи соотношения оцененных и экспери-

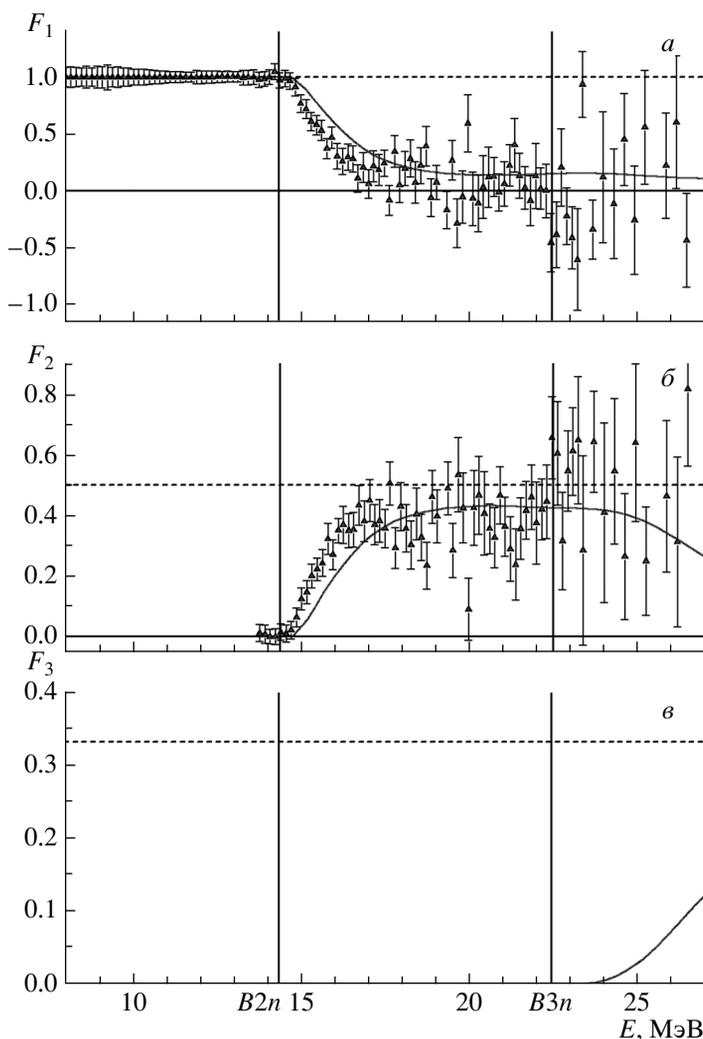


Рис. 6. То же, что и на рис. 4, для изотопа ^{209}Bi (точки \blacktriangle — Ливермор [26]). В связи с отсутствием экспериментальных данных на рис. в представлена только $F_3^{\text{теор}}$.

ментальных сечений целесообразно обсуждать до энергии 25.4 МэВ.

Данные табл. 1 свидетельствуют о том, что оцененные сечения для обеих парциальных реакций существенно отличаются от экспериментальных сечений. В отличие от ситуаций с большим числом ядер, исследованных ранее ($^{63,65}\text{Cu}$, ^{80}Se , $^{91-96}\text{Zr}$, ^{115}In , $^{112-124}\text{Sn}$, ^{159}Tb , ^{181}Ta , $^{186-192}\text{Os}$, ^{197}Au , $^{207,208}\text{Pb}$), для которых сечения $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ -реакций отклонялись от оцененных сечений в разные стороны, в случае ядра ^{133}Cs оцененные сечения обеих парциальных реакций оказываются меньше экспериментальных. Для реакции $(\gamma, 1n)$ расхождение составляет 7% ($\sigma^{\text{инт}} = 1543.9$ и 1630.7 МэВ мбн), тогда как для реакции $(\gamma, 2n)$ — 21% (375.1 и 452.6 МэВ мбн). Расхождение оцененных и экспериментальных интегральных сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, рассчитанных до

энергии 29.5 МэВ, оказывается соответственно 4% и 30%.

В табл. 1 и на рис. 3д представлено оцененное сечение реакции $(\gamma, 3n)$, хотя экспериментальные данные для этой реакции отсутствуют. Экспериментально-теоретический метод по экспериментальному сечению реакции выхода нейтронов (3) позволяет оценить удовлетворяющие критериям достоверности сечения различных многонейтронных реакций. Это важно, поскольку для ядра ^{133}Cs сечение реакции $(\gamma, 3n)$ не было определено экспериментально вследствие больших проблем с определением множественности нейтронов в области энергий, больших $B3n = 25.4$ МэВ. На рис. 2 видно, что в этой области энергий экспериментальные данные [19] по исследованным парциальным реакциям существенно расходятся с экспериментальными данными и при этом введенным крите-

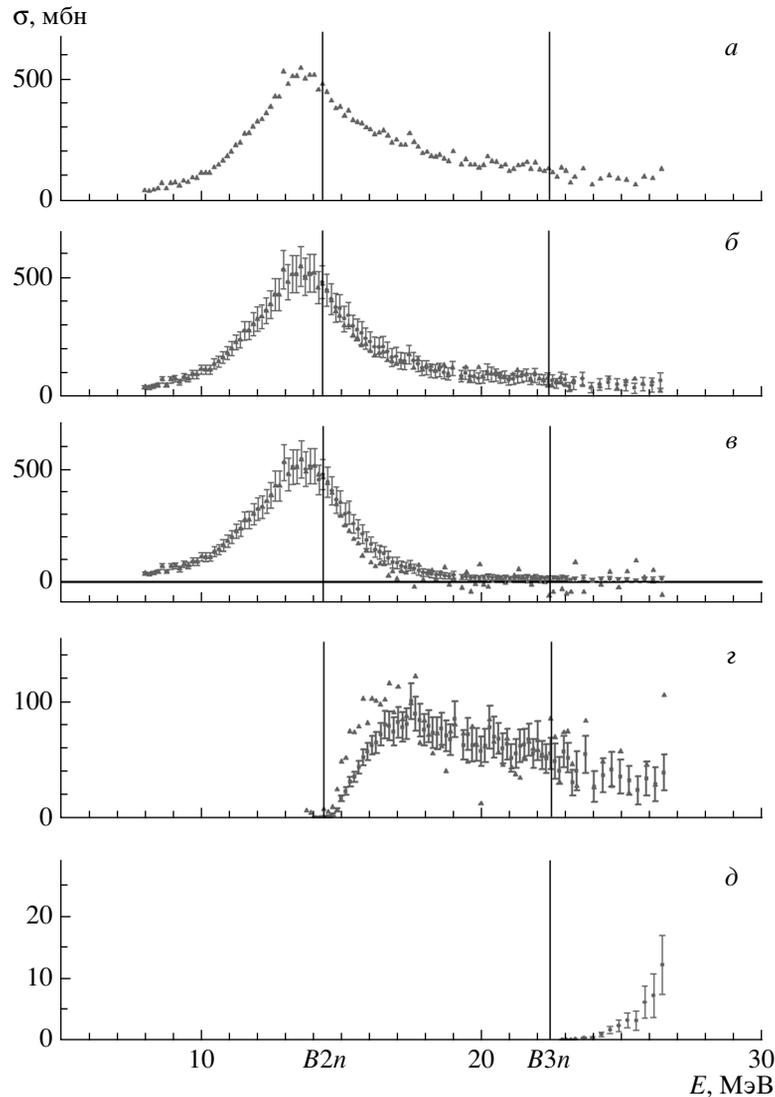


Рис. 7. Сравнение оцененных (точки \bullet) и экспериментальных (точки \blacktriangle — Ливермор [25]) сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{209}Bi : $\sigma(\gamma, xn)$ (а), $\sigma(\gamma, sn)$ (б), $\sigma(\gamma, 1n)$ (в), $\sigma(\gamma, 2n)$ (г), $\sigma(\gamma, 3n)$ (д).

риям достоверности не удовлетворяют, поскольку $F_1^{\text{эксп}} < 0$ и $F_2^{\text{эксп}} > 0.50$.

4.2. Данные для изотопа ^{138}Ba

Для ядра ^{138}Ba опубликованы только данные, полученные в Ливерморе [25]. На рис. 4 энергетические зависимости переходных функций множественности нейтронов $F_{1,2,3}^{\text{эксп}}$ (5), полученные по этим данным, сравниваются с результатами расчетов $F_i^{\text{теор}}$ в рамках модели [20–22]. Видно, что так же, как и в случае данных для ядра ^{133}Cs , значения этих функций, полученные по данным Ливермора, при энергиях, больших ~ 24.5 МэВ, критериям достоверности не удовлетворяют, демонстрируя отчетливую корреляцию отрицатель-

ных значений функции F_1 со значениями F_2 , превышающими 0.50.

На рис. 5 сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и (γ, sn) на изотопе ^{138}Ba , оцененные в рамках экспериментально-теоретического подхода (3), представлены вместе с экспериментальным сечением реакции (γ, xn) [25], использованным в качестве исходной информации для процедуры оценки (6). В табл. 2 приведены данные об оцененных сечениях парциальных реакций на изотопе ^{138}Ba . В работе [25] сечения всех обсуждаемых реакций, кроме сечения реакции $(\gamma, 3n)$, получены до энергии 27.1 МэВ. Хотя сечение этой реакции в эксперименте было определено до больших энергий, с помощью предложенного метода сечение реак-

Таблица 3. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{209}Bi в сравнении с экспериментальными данными [26]

Реакция	$\sigma^{\text{инт}}$, МэВ мбн	
	оцененные данные	экспериментальные данные [26]
$E^{\text{инт}} = B2n = 14.4 \text{ МэВ}$		
$(\gamma, xn)^*$	1818.4 ± 61.9	$1795.1 \pm 11.8^*$
(γ, sn)	1816.4 ± 53.9	1784.7 ± 14.1
$(\gamma, 1n)$	1815.5 ± 61.9	1783.8 ± 13.4
$E^{\text{инт}} = B3n = 22.4 \text{ МэВ}$		
$(\gamma, xn)^*$	3261.5 ± 75.3	$3261.5 \pm 25.7^*$
(γ, sn)	2841.7 ± 58.2	2772.6 ± 40.5
$(\gamma, 1n)$	2421.6 ± 33.7	2189.0 ± 33.2
$(\gamma, 2n)$	418.8 ± 12.1	480.7 ± 15.7
$(\gamma, 3n)$		
$E^{\text{инт}} = 26.4 \text{ МэВ}$		
$(\gamma, xn)^*$	3738.4 ± 77.2	$3761.5 \pm 44.6^*$
(γ, sn)	3110.0 ± 58.2	3045.7 ± 74.1
$(\gamma, 1n)$	2482.9 ± 66.8	2230.4 ± 58.9
$(\gamma, 2n)$	611.0 ± 13.9	706.9 ± 30.2
$(\gamma, 3n)$	8.2 ± 0.6	

* Исходные для оценки экспериментальные данные [26].

ции $(\gamma, 3n)$ может быть оценено лишь до энергии 27.1 МэВ.

Следует отметить, что в целом ситуация в случае с ядром ^{138}Ba отличается от ситуаций и с ядром ^{133}Cs , и с большинством ядер, исследованных ранее [14–17], – оцененное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ оказывается существенно меньше, а реакции $(\gamma, 2n)$ – существенно больше экспериментального. Для области энергий до $B3n = 24.6 \text{ МэВ}$, в которой не наблюдается (рис. 5) отрицательных значений сечений реакций, соответствующие отклонения составляют 8% и 13% (для области энергий до 27.1 МэВ отклонения увеличиваются – 6% и 15%).

4.3. Данные для изотопа ^{209}Bi

Для оценки сечений фотонейтронных реакций на ядре ^{209}Bi использовались данные, полученные в Ливерморе [26]. На рис. 6, 7 и в табл. 3 для ядра

^{209}Bi представлены данные, аналогичные данным для рассмотренных выше ядер ^{133}Cs и ^{138}Ba .

Из энергетических зависимостей функций F_i (рис. 6) видно, что в области энергий ~ 18.0 – 22.5 МэВ достоверность данных вызывает сомнения, связанные с отрицательными значениями в сечении реакции $(\gamma, 1n)$. При больших энергиях в данных имеются значения сечения реакции $(\gamma, 2n)$, при которых $F_i > 0.50$. Несмотря на разброс значений функций и большие погрешности $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{эксп}}$, между ними наблюдаются отчетливо выраженные корреляции. Если $F_1^{\text{эксп}}$ имеет отрицательное значение, то соответствующее ему значение $F_2^{\text{эксп}}$ превышает 0.50. Если же $F_1^{\text{эксп}}$, напротив, имеет значение, существенно превышающее теоретическое значение $F_1^{\text{теор}}$, соответствующее ему значение $F_2^{\text{эксп}}$ оказывается существенно меньше теоретического значения $F_2^{\text{теор}}$.

Расхождения оцененных сечений с экспериментальными сечениями для ядра ^{209}Bi (рис. 7) оказываются в целом аналогичными тем, что наблюдаются для ядра ^{138}Ba , т.е. также отличными от тех, которые наблюдались для исследованных ранее ядер [14–17]. Оцененное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ оказывается существенно больше, а реакции $(\gamma, 2n)$ – существенно меньше экспериментального. Для области энергий до $B3n = 22.4 \text{ МэВ}$ соответствующие отклонения составляют 10 и 15% (для области энергий до 26.4 МэВ в соответствии со сказанным выше отклонения увеличиваются – 11% и 16%).

Следует отметить, что полученные оцененные сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{209}Bi хорошо согласуются с результатами измерения выходов соответствующих реакций в активационном эксперименте [27], в котором идентификация реакций осуществляется не по вылетающим нейтронам, а по конечным ядрам ^{208}Bi и ^{207}Bi , образующимся соответственно в реакциях $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$.

В табл. 3 и на рис. 7d для ядра ^{209}Bi так же, как это было сделано в случае ядра ^{133}Cs , представлено оцененное сечение реакции $(\gamma, 3n)$, хотя экспериментальные данные для этой реакции отсутствуют.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций для большого числа ядер, полученные в экспериментах с разными источниками фотонов (квазимоноэнергетические аннигиляционные фотоны и тормозное γ -излучение электронов) с помощью различных методов (разделение нейтронов по множественности и внесение корректировок в сечение реакции выхода нейтронов),

вызывают сомнения с точки зрения их достоверности, поскольку в широких областях энергии не удовлетворяют объективным физическим критериям. Причиной такого положения дел являются существенные систематические погрешности сечений парциальных реакций, обусловленные недостатками методов их получения.

В настоящей работе эти недостатки исследованы на примере экспериментальных данных для ядер ^{133}Cs , ^{138}Ba и ^{209}Bi , полученных с помощью метода разделения нейтронов по множественности в разных экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами. В рамках экспериментально-теоретического метода оценки получены новые данные по сечениям парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, удовлетворяющие физическим критериям достоверности. Для ядер ^{133}Cs и ^{209}Bi впервые оценены сечения реакции $(\gamma, 3n)$, которые не были ранее определены экспериментально.

Оцененные в рамках экспериментально-теоретического подхода сечения как парциальных $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ реакций, так и полной реакции (γ, sn) для ядер ^{133}Cs , ^{138}Ba и ^{209}Bi существенно расходятся с экспериментальными данными и в отличие от них свободны от их обсуждаемых систематических погрешностей. Представляет большой интерес сравнение полученных оцененных сечений парциальных реакций с результатами экспериментов, выполненных с пучками фотонов иного типа, например, полученных в результате обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов на пучке мощного лазера. Такие эксперименты выполнены в университете г. Конан и на установке NewSubaru в Японии. Аналогичные эксперименты планируется проводить на создаваемой в Румынии установке ELI-NP, которая должна иметь пучок моноэнергетических фотонов очень высокого качества.

Работа поддержана Координационным исследовательским проектом № F4132 Международного агентства по атомной энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. База данных по ядерным реакциям (EXFOR) (Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ), URL: <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>
2. Nuclear Data Section Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), IAEA, URL: <http://www-nds.iaea.org/exfor>
3. Database CSISRS and EXFOR, Experimental Nuclear Reaction Data (USA National Nuclear Data Center), URL: <http://www.nndc.bnl.gov/exfor00.htm>
4. N. Otsuka and S. Dunaeva, INDC(NDS)-0401, IAEA (Vienna, 2010).
5. N. Otuka *et al.*, Nucl. Data Sheets **120**, 272 (2014).
6. E. G. Fuller and H. Gerstenberg, *Photonuclear Data—Abstracts Sheets 1955—1982* (National Bureau of Standards, USA, 1983).
7. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables **38**, 199 (1988).
8. B. L. Berman and S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47**, 713 (1975).
9. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394, IAEA NDS (Vienna, 1999).
10. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, ЭЧАЯ **35**, 858 (2004) [Phys Part. Nucl. **35**, 459 (2004)].
11. N. G. Efimkin and V. V. Varlamov, in *International Symposium on Nuclear Data Evaluation Methodology* (World Sci., 1993), p. 585.
12. V. V. Varlamov and B. S. Ishkhanov, INDC(CCP)-433, IAEA NDS (Vienna, 2002).
13. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, ВАНИТ. Сер.: Ядерные константы, № 1-2, 48 (2003).
14. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, В. А. Четверткова, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 875 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74**, 833 (2010)].
15. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трошиев, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 884 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74**, 842 (2010)].
16. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **75**, 1414 (2012) [Phys. Atom. Nucl. **75**, 1339 (2012)].
17. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **76**, 1484 (2013) [Phys. Atom. Nucl. **76**, 1403 (2013)].
18. S. C. Fultz, B. L. Berman, J. T. Caldwell, *et al.*, Phys. Rev. **186**, 1255 (1969).
19. A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, *et al.*, Nucl. Phys. A **219**, 39 (1974).
20. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
21. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. Atom. Nucl. **71**, 493 (2008)].
22. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, K. A. Stopani, and V. V. Varlamov, in *The Universe Evolution: Astrophysical and Nuclear Aspects*, Ed. by I. Strakovsky and L. Blokhintsev (Nova Science Publ., New York, 2013), p. 113.
23. Ю. И. Сорокин, Б. А. Юрьев, ЯФ **20**, 233 (1974) [Sov. J. Nucl. Phys. **20**, 123 (1975)].
24. B. L. Berman, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, *et al.*, Phys. Rev. **177**, 1745 (1969).
25. B. L. Berman, S. C. Fultz, J. T. Caldwell, *et al.*, Phys. Rev. C **2**, 2318 (1970).
26. R. R. Harvey, J. T. Caldwell, R. L. Bramblett, *et al.*, Phys. Rev. **136**, B126 (1964).
27. S. S. Belyshev, ..., B. S. Ishkhanov, ..., V. N. Orlin, N. N. Peskov, ..., and V. V. Varlamov, Eur. Phys. J. A **51**, 67 (2015).

**DATA ON PHOTONEUTRON REACTIONS FROM VARIOUS
EXPERIMENTS FOR ^{133}Cs , ^{138}Ba , AND ^{209}Bi** **V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, N. N. Peskov**

The basic methods for the determination of the photoneutron partial reaction cross sections were reviewed. In the experiments with quasimonoenergetic annihilation photons those were obtained directly and in the experiments with bremsstrahlung – from the cross section of neutron yield reaction $(\gamma, xn) = (\gamma, 1n) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n) + \dots$ using the corrections based on the statistical theory of nuclear reactions. The differences of the experimental conditions, that are the reasons of significant systematic disagreements between their results, were analyzed. The physical criteria were used for investigation of the reliability of the data on photodisintegration of ^{133}Cs , ^{138}Ba , and ^{209}Bi . Cross sections for partial and total reactions were evaluated using the experimental-theoretical method ($\sigma^{\text{eval}}(\gamma, in) = F_i^{\text{theor}} \times \sigma^{\text{exp}}(\gamma, xn)$) on the base of the experimental cross section $\sigma^{\text{exp}}(\gamma, xn)$ and the results of calculations in the framework of the combined model of photonuclear reactions.