

УДК 539.17

ОЦЕНКА ДОСТОВЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ И ПОЛНОЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ЯДРА ^{139}La

© 2018 г. В. В. Варламов¹, В. Д. Кайдарова^{2,*}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

*E-mail: vd.kaydarova@physics.msu.ru

Для ядра ^{139}La оценены сечения парциальных фотонейтронных реакций, свободные от недостатков различных методов определения множественности нейтронов, используемых на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, удовлетворяющих введенным критериям достоверности, получены новые данные о сечениях реакции $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$. Показано, что значительные отклонения экспериментальных сечений реакций от оцененных сечений обусловлены недостоверным распределением нейтронов между каналами с множественностью 1, 2 и 3.

DOI: 10.7868/S0367676518060030

ВВЕДЕНИЕ

В рамках программы исследований данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций [1, 2, 13, 14] было показано, что большинство данных такого типа, полученных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью различных экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности, содержат значительные систематические погрешности, обусловленные неоднозначностью определения множественности детектируемых нейтронов по их кинетической энергии.

В различных областях энергий налетающих фотонов специально введенные критерии присутствия систематических погрешностей – переходные функции множественности

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

имеют значения, превышающие физически допустимые по определению значения 1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$. Превышение отношениями $F_i^{\text{экс}}$ указанных предельных значений свидетельствует о физически недостоверном распределении нейтронов между реакциями $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ и т.д., обусловленном присутствием значительных систематических

погрешностей метода определения множественности нейтронов.

С целью получения данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций, свободных от такого рода систематических погрешностей, был предложен [2, 14] экспериментально-теоретический метод их оценки.

Он основан на использовании в качестве исходной экспериментальной информации данных по сечению реакции выхода нейтронов

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

которое практически не зависит от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности, поскольку включает в себя все испущенные исследуемым ядром нейтроны. Разделение сечения реакции выхода нейтронов на сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ проводится с помощью результатов расчетов, выполненных в рамках комбинированной модели (КМ) фотоядерных реакций [3, 4]. При таком подходе оценка сечений парциальных реакций $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$ выполняется с использованием энергетических зависимостей рассчитанных переходных функций $F_i^{\text{теор}}$ и экспериментальных данных по сечению реакции выхода фотонейтронов $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn). \quad (3)$$

Оцененные данные по сечениям парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, а также полной фотонейтронной реакции

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

которая в случае средних и тяжелых ядер представляет собой хорошее приближение к сечению реакции фотопоглощения, ранее были получены в рамках описанного выше подхода для большого числа средних и тяжелых ядер — $^{92,94}\text{Zr}$, ^{115}In , $^{116-124}\text{Sn}$, ^{159}Tb , $^{186-192}\text{Os}$, ^{197}Au , ^{181}Ta , ^{208}Pb , ^{209}Bi [1, 2, 13–15]. На основании сравнения оцененных данных с результатами альтернативных экспериментов, выполненных с помощью активационного метода для ядер ^{181}Ta , ^{197}Au и ^{209}Bi , было показано, что о недостоверности экспериментальных данных свидетельствует не только наличие отношений $F_i^{\text{теор}}$, превышающих предельные значения, опи-

санные выше, но и заметные расхождения $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$. Кроме того, поскольку в отношения F_i входят только величины сечений реакций, достоверные $F_i^{\text{теор}}$ должны быть положительными величинами.

В настоящей работе анализ достоверности экспериментальных данных и оценка достоверных сечений парциальных и полной фотонейтронных реакций выполнены для ядра ^{139}La .

1. ПЕРЕХОДНЫЕ ФУНКЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ФОТОНЕЙТРОНОВ F_i ДЛЯ ЯДРА ^{139}La

Исследования фоторасщепления ядра ^{139}La выполнены в двух экспериментах на пучках квази-моноэнергетических аннигиляционных фотонов в Сакле (Франция) [5, 6]. На рис. 1 приведены энергетические зависимости переходных функций множественности нейтронов — отношений $F_i^{\text{эксп}}$ (1), полученных по данным работ [5, 6] для ядра ^{139}La , которые сравниваются с функциями $F_i^{\text{теор}}$ [3, 4]. Хорошо видно, что отношения $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ заметно различаются во всей исследованной области энергий за исключением нескольких значений вблизи энергии ~ 20 МэВ, которые практически совпадают.

Следует отметить, что энергетические зависимости функций $F_{1,2,3}^{\text{теор}}$, рассчитанные в КМ [3, 4], являются физически достоверными, полностью соответствующими определениям (1):

- до порога $B2n = 16.27$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$ $F_1^{\text{теор}} = 1$, а после открытия канала “2n” $F_1^{\text{теор}}$ уменьшается в соответствии с конкуренцией роста сечения $\sigma(\gamma, 2n)$ и уменьшения сечения $\sigma(\gamma, 1n)$, плавно приближаясь к значению 0;

- в той же области энергий $F_2^{\text{теор}} = 0$; после открытия канала “2n” $F_2^{\text{теор}}$ нарастает в соответствии с конкуренцией возрастающего сечения $\sigma(\gamma, 2n)$ и уменьшающегося сечения $\sigma(\gamma, 1n)$, приближается снизу к значению 0.50, нигде его не достигая, и при открытии канала “3n” уменьшается в соответствии с появлением вклада $3\sigma(\gamma, 3n)$ в знаменателе соотношения (1);

- до порога $B3n = 25.41$ МэВ реакции $(\gamma, 3n)$ $F_3^{\text{теор}} = 0$, а при больших энергиях нарастает в соответствии с конкуренцией возрастающего сечения $\sigma(\gamma, 3n)$ и уменьшающегося сечения $\sigma(\gamma, 2n)$.

При этом экспериментальные отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ заметно отличаются от соответствующих теоретических отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}$:

- отношения $F_i^{\text{эксп}}$, полученные для данных обоих экспериментов [5, 6], находятся вблизи $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в рамках модели [3, 4], только при энергиях ~ 20 МэВ;

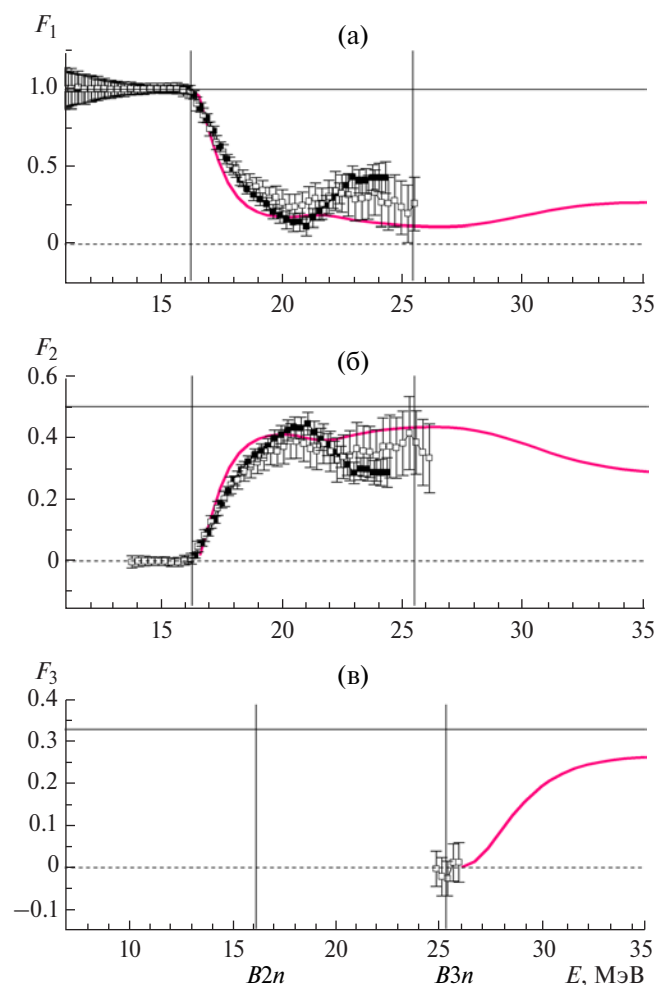


Рис. 1. Сравнение переходных функций множественности $F_i^{\text{эксп}}$ (1), полученных по экспериментальным данным ([5] — квадраты, [6] — светлые квадраты), с функциями $F_i^{\text{теор}}$ (линии), полученными по результатам теоретических расчетов в КМ [3, 4]: (а) — F_1 , (б) — F_2 , (в) — F_3 .

– как при меньших, так и при больших энергиях наблюдаются заметные разногласия между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$.

В области энергий до ~ 20 МэВ $F_2^{\text{эксп}}$ заметно превышает $F_2^{\text{теор}}$. В области больших энергий расхождение между ними становится еще больше. При этом поведение $F_2^{\text{эксп}}$ относительно $F_2^{\text{теор}}$ является как бы “зеркальным отражением” поведения $F_1^{\text{эксп}}$ относительно $F_1^{\text{теор}}$: при энергиях до ~ 20 МэВ $F_2^{\text{теор}}$ заметно превышает $F_2^{\text{эксп}}$, и при больших энергиях расхождение между ними становится еще больше. Следует обратить особое внимание на то, что при энергиях, больших ~ 21.5 МэВ (на ~ 4 МэВ ниже $B3n$) $F_2^{\text{эксп}}$, начинает заметно уменьшаться, хотя по определению (1) для этого нет никаких оснований.

Соответствующее этому уменьшению $F_2^{\text{эксп}}$ возрастание $F_1^{\text{эксп}}$ свидетельствует о недостоверном перемещении части нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ в реакцию $(\gamma, 1n)$.

Такие корреляции свидетельствуют о том, что экспериментальное разделение нейтронов между обсуждаемыми парциальными реакциями было выполнено не вполне достоверно.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

Для получения данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, не зависящих от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности, предложен экспериментально-теоретический метод оценки [1, 2]. Оценка достоверных данных по конкурирующим реакциям $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ выполняется следующим образом:

– теоретически рассчитанные в рамках КМ [3, 4] сечения реакций $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)$ объединяются (2) в сечение реакции выхода $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$;

– для каждого значения энергии фотонов E рассчитываются переходные функции $F_i^{\text{теор}}(E)$, описывающие вклады в сечение $\sigma(\gamma, xn)$ реакций с образованием i нейтронов;

– с использованием энергетических зависимостей переходных функций $F_i^{\text{теор}}(E)$ и экспериментальных данных по сечению реакции выхода фотонейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ для каждого значения множественности нейтронов i получают оцененные сечения $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$ парциальных реакций (3).

2.1. Реакция выхода фотонейтронов (γ, xn)

В рамках предложенного метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, удовлетворяющих введенным объективным физическим

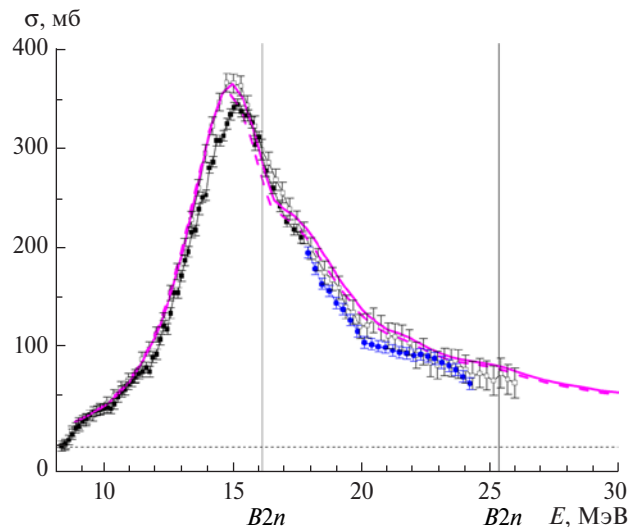


Рис. 2. Сравнение исходного (штриховая линия) и скорректированного (сплошная линия) теоретических [3, 4] сечений реакции выхода фотонейтронов (γ, xn) с экспериментальными данными ([5] – квадраты, [6] – светлые квадраты до энергии 18 МэВ, [6] – кружки в области энергии ~ 18 –24 МэВ (получены нами с помощью соответствующего суммирования (2))).

критериям достоверности данных, особое значение приобретает степень согласия с экспериментальными данными сечений реакции выхода фотонейтронов (γ, xn) , рассчитанных в рамках КМ. На предварительном этапе оценки сечений парциальных реакций экспериментальное и теоретическое сечения выхода нейтронов по возможности полностью согласовываются друг с другом.

На рис. 2 с теоретическим сечением $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$, рассчитанным в рамках КМ [3, 4], сравниваются экспериментальные сечения, полученные в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами [5, 6]. Видно, что оба экспериментальных сечения достаточно хорошо согласуются с результатом расчета. С учетом того обстоятельства, что в эксперименте [5] были определены сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, а в эксперименте [6] – только реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, для процедуры оценки (3) в качестве исходного было выбрано сечение реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, полученное в эксперименте [5].

Следует отметить, что в эксперименте [6] сечение полной фотонейтронной реакции (4) и сечение реакции выхода (2) были получены до энергии 18 МэВ. В области энергий ~ 18 –24 МэВ данные для сечений (2) и (3) были получены нами соответствующим суммированием сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$.

Перед тем как использовать в процедуре оценки (3) функции $F_i^{\text{теор}}$, с целью достижения максимально

Таблица 1. Центры тяжести $E^{ц.т.}$ и интегральные сечения $\sigma^{инт}$ сечений реакции $^{139}\text{La}(\gamma, xn)$

	$E^{ц.т.}$, МэВ	$\sigma^{инт}$, МэВ мб
Область энергии	$E^{инт} = 10.0\text{--}16.00$ МэВ	
Эксперимент [5]	14.08	1202.33 ± 3.96
Теория – исх.	13.97	1170.22 ± 5.15
Теория – корр.	14.08	1201.82 ± 5.86
Эксперимент [6]	14.08	1077.52 ± 4.78

хорошего согласования экспериментального [5] и теоретического сечений в области основного максимума сечения, последнее было дополнительно слегка скорректировано – сдвинуто в сторону больших энергий на 0.106 МэВ и умножено на коэффициент 1.003. Соответствующие числовые значения для интегральных сечений реакции приведены в табл. 1. Скорректированные теоретические сечения были использованы для проведения оценки сечений парциальных реакций в рамках экспериментально-теоретического метода.

2.2. Оцененные сечения парциальных реакций, удовлетворяющие критериям достоверности данных

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода (3) при использовании в качестве исходных экспериментальных данных сечения $\sigma^{экссп}(\gamma, xn)$ [5], на рис. 3 сравниваются с соответствующими экспериментальными данными [5, 6]. В табл. 2 приведены интегральные характеристики экспериментальных и оцененных сечений всех обсуждаемых парциальных и полных реакций.

В целом картина расхождений между оцененными сечениями реакций, удовлетворяющих введенным критериям достоверности, и экспериментальными сечениями реакций, этим критериям не удовлетворяющими, оказывается следующей.

В области энергий ниже порога B_{2n} реакции $(\gamma, 2n)$, где отсутствует проблема разделения нейтронов по множественности, расхождение экспериментальных [5] и оцененных невелико: различие интегральных сечений составляет 1.6% (1343.46 и 1322.35 МэВ мб). В области больших энергий, при которых реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ конкурируют, данные для обеих реакций существенно различаются. Так, $\sigma^{инт-оцен}(\gamma, 1n) < \sigma^{инт-экссп}(\gamma, 1n)$ на 6.0% (1763.54 и 1871.03 МэВ мб) [5], тогда как $\sigma^{инт-оцен}(\gamma, 2n) > \sigma^{инт-экссп}(\gamma, 2n)$ на 12.4% (389.17 и 340.73 МэВ мб) [5]. Такие значительные разнонаправленные расхождения сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ убедительно иллюстрируют причины существенных систематических погрешностей результатов

выполненного эксперимента [5] – недостоверное перемещение значительного количества нейтронов из канала “2n” в канал “1n”.

Разности между оцененными и экспериментальными [5] сечениями, полученные отдельно для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$

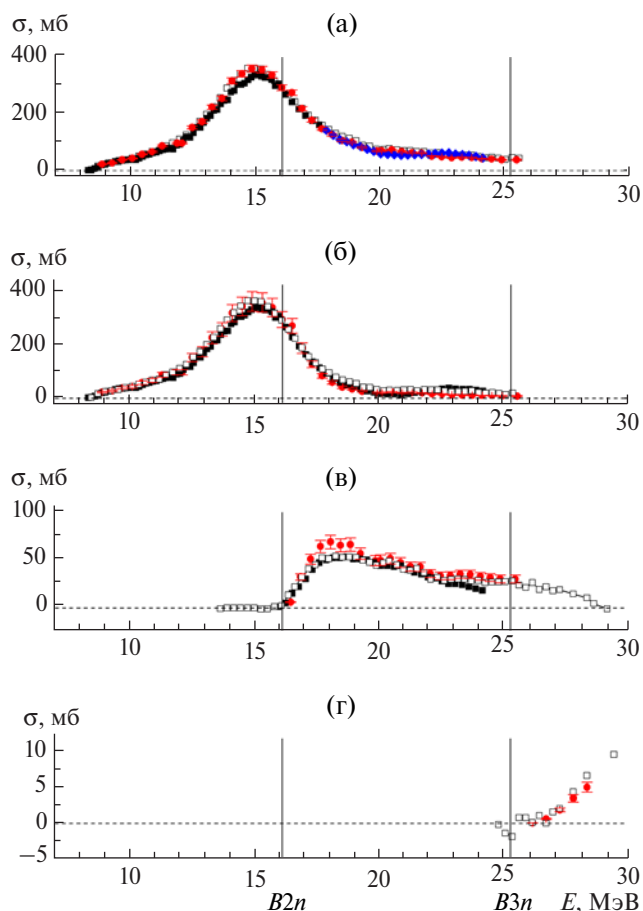


Рис. 3. Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных [5] – квадраты, [6] – светлые квадраты до энергии 18 МэВ, [6] – ромбы в области энергии $\sim 18\text{--}24$ МэВ) данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{139}La : (а) – $\sigma(\gamma, sn)$, (б) – $\sigma(\gamma, 1n)$, (в) – $\sigma(\gamma, 2n)$, (г) – $\sigma(\gamma, 3n)$.

Таблица 2. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций для ядра ^{139}La в сравнении с экспериментальными данными [5, 6]

Реакция	$E^{\text{инт}} = B2n = 16.27 \text{ МэВ}$		
	Оценка	Эксперимент [5]	Эксперимент [6]
(γ, xn)	1343.46 ± 12.68	1321.84 ± 4.30	1175.49 ± 5.46
(γ, sn)	1343.46 ± 12.68	1322.09 ± 9.61	1175.29 ± 5.46
$(\gamma, 1n)$	1343.46 ± 38.05	1322.35 ± 9.61	1175.09 ± 5.46
Реакция	$E^{\text{инт}} = B3n = 25.41 \text{ МэВ}$		
	Оценка	Эксперимент [5]	Эксперимент [6]
(γ, xn)	2541.89 ± 14.59	2549.16 ± 9.03	2278.76 ± 10.17
(γ, sn)	2152.72 ± 14.59	2210.31 ± 18.42	1985.18 ± 10.17
$(\gamma, 1n)$	1763.54 ± 41.04	1871.03 ± 18.42	1691.60 ± 10.17
$(\gamma, 2n)$	389.17 ± 9.55	340.73 ± 9.22	293.65 ± 3.79
Реакция	$E^{\text{инт}} = 27.00 \text{ МэВ}$		
	Оценка	Эксперимент [5]	Эксперимент [6]
(γ, xn)	2584.47 ± 14.66	2567.93 ± 9.21	2278.76 ± 10.17
(γ, sn)	2176.09 ± 14.66	2222.52 ± 18.71	1985.18 ± 10.17
$(\gamma, 1n)$	1768.28 ± 41.05	1876.16 ± 18.71	1691.60 ± 10.17
$(\gamma, 2n)$	407.23 ± 9.87	378.98 ± 9.81	293.65 ± 3.79

$$\Delta\sigma_1(\gamma, 1n) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) - \sigma^{\text{оцен}}(\sigma, 1n), \quad (5)$$

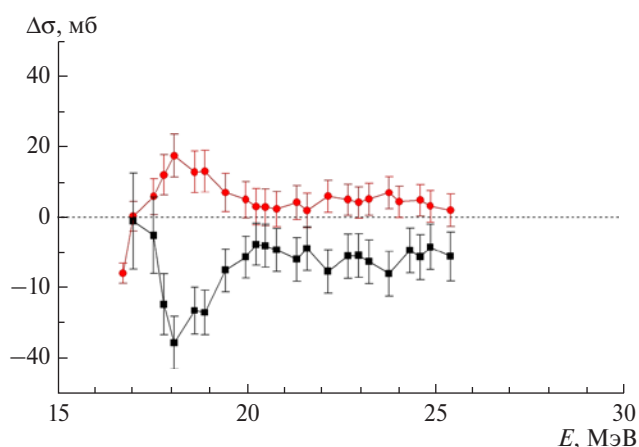
$$\Delta\sigma_2(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{эксп}}(\sigma, 2n), \quad (6)$$

приведены на рис. 4. Хорошо видна отмеченная выше корреляция расхождений экспериментальных и оцененных данных – перемещение большого количества нейтронов из канала “2n” в канал “1n”.

Аналогичным является и соотношение оцененных и экспериментальных [6] сечений парциальных реакций. В области энергий, меньших порога $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$, экспериментальное [6] интегральное сечение меньше оцененного интегрального сечения на 12.5% (1343.46 и 1175.09 МэВ мб). При больших энергиях данные для реакции $(\gamma, 1n)$ интегральные сечения $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n)$ и $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)$ различаются всего на 4.1% (1763.54 и 1691.60 МэВ мб). В то же время различие данных для реакции $(\gamma, 2n)$ весьма велико: расхождение $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n)$ и $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$ достигает 24.5% (389.17 и 293.65 МэВ мб).

Сравнение данных, приведенных на рис. 1 и 3, свидетельствует о том, что существуют значительные систематические погрешности процессов

разделения нейтронов по множественности. Отмеченные систематические погрешности в области энергий $\sim 21\text{--}24$ МэВ коррелируют: в $F_2^{\text{эксп}}$ наблюдается заметный спад, в то время как в функции $F_1^{\text{эксп}}$ наблюдается заметный рост. В соответствии

**Рис. 4.** Разность между оцененными и экспериментальными [5] сечениями реакций $\Delta\sigma_1(\gamma, 1n)$ – квадраты и $\Delta\sigma_2(\gamma, 2n)$ – кружки.

с различиями в энергетических зависимостях отношений $F_i^{\text{экс}} и F_i^{\text{теор}}$ экспериментальные данные [5, 6] для сечений реакции $(\gamma, 1n)$ оказываются недо-стоверно завышенными за счет присутствия в них вклада значительного числа нейтронов, которым необоснованно приписана множественность 1. В связи с этим экспериментальные данные для сечений реакции $(\gamma, 2n)$ оказываются столь же необоснованно заниженными.

Как было показано в исследованиях [1, 2, 7–12], выполненных ранее для большого числа средних и тяжелых ядер, причиной таких несоответствий является важная особенность фотонейтронных реакций, не учитываемая использованным в экспериментах [5] методом определения множественности фотонейтронов – сложная и неоднозначная связь множественности нейтронов с их кинетической энергией. В работе [13] было показано, что энергетический спектр фотонейтронов при открытии каналов ГДР с возрастающим числом вылетающих нейтронов изменяется слабо (основной максимум практически не смещается и остается в области энергий $\sim 0.7–1.0$ МэВ).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием объективных физических критериев достоверности исследована достоверность экспериментальных данных по фоторасщеплению ядра ^{139}La , полученных в разных экспериментах. Показано, что сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, полученные в экспериментах [5, 6] на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью методов разделения нейтронов по множественности, содержат значительные систематические погрешности. Обсуждаемые погрешности обусловлены близостью кинетических энергий нейтронов из разных парциальных реакций, существенно затрудняющей определение множественности нейтронов.

В рамках экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций для ядра ^{139}La получены новые сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, а также полной фотонейтронной реакции (γ, sn) , удовлетворяющие физическим критериям достоверности данных.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ при финансовой поддержке Международного агентства по атомной энергии (Исследовательский контракт 20501 в рамках Координационной программы F41032).

Авторы выражают благодарность ведущему научному сотруднику В.Н. Орлину за проведение необходимых теоретических расчетов и профессору Б.С. Ишханову за большую помощь в обсуждении и интерпретации полученных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трошчиев С.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 884; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S. Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. P. 842.
2. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 1414; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2012. V. 75. P. 1339.
3. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38. С. 460; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Part. Nucl. 2007. V. 38. P. 232.
4. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 517; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 493.
5. Bergere R., Beil H., Veyssiere A. // Nucl. Phys. 1968. V. 121. P. 427.
6. Beil H., Bergere R., Carlos P., Lepretre A. et al. // Nucl. Phys. 1971. V. 172. P. 426.
7. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Песков Н.Н. // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 315; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Peskov N.N. // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. P. 501.
8. Варламов В.В., Давыдов А.И., Макаров М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 351; Varlamov V.V., Davydov A.I., Makarov M.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. P. 317.
9. Варламов В.В., Макаров М.А., Песков Н.Н., Степанов М.Е. // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 797; Varlamov V.V., Makarov M.A., Peskov N.N., Stepanov M.E. // Phys. Atom. Nucl. 2015. V. 78. P. 746.
10. Belyshev S.S., Filipescu D.M., Gheoghe I. et al. // Eur. Phys. J. A. 2015. V. 51. P. 67.
11. Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Stopani K.A. // Eur. Phys. J. A. 2014. V. 50. P. 114.
12. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др. // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1484; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. P. 1403.
13. Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трошчиев С.Ю. // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 283; Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S. Yu. // Phys. Atom. Nucl. 2012. V. 75. P. 253.
14. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Четверткова В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 875; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Chetvertkova V.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. P. 833.
15. Varlamov V., Ishkhanov B., Orlin V. // Phys Rev. C. 2017. V. 96. P. 044606.