ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2019, том 82, № 3, с. 196–207

ЯДРА

ОЦЕНКА ДОСТОВЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ ^{103}Rh И ^{165}Ho

© 2019 г. В. В. Варламов[1)*], А. И. Давыдов[2)], В. Д. Кайдарова[2)]

Поступила в редакцию 25.12.2018 г.; после доработки 25.12.2018 г.; принята к публикации 25.12.2018 г.

С целью изучения причин расхождений сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций, полученных в разных экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, проанализированы данные о таких сечениях для ядер ^{103}Rh и ^{165}Ho. Использованы объективные физические критерии достоверности данных. Показано, что значительные систематические погрешности использованных методов разделения фотонейтронов по множественности приводят к недостоверности экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ в широких областях энергий фотонов. С использованием экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций получены новые данные по сечениям фотонейтронных реакций на ядрах ^{103}Rh и ^{165}Ho, удовлетворяющие критериям достоверности. Оцененные сечения фотонейтронных реакций сравниваются с экспериментальными данными.

DOI: 10.1134/S0044002719030152

1. ВВЕДЕНИЕ

Сечения парциальных (прежде всего, $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, и $(\gamma, 3n)$), а также полных ($(\gamma, sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, n) + (\gamma, 3n) + \ldots$ и $(\gamma, xn) = (\gamma, 1n) + 2(\gamma, n) + 3(\gamma, 3n) + \ldots$) фотонейтронных реакций [1–4] широко используются как в фундаментальных и прикладных ядерно-физических исследованиях, так и в разнообразных приложениях в таких областях, как астрофизика, геология, химия, медицина и многих других. Большинство таких данных получено с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Лоуренсовской Ливерморской лаборатории (США) и в Центре исследований по атомной энергии (Сакле, Франция) [1, 2, 4], а также с помощью тормозного γ-излучения [3, 4].

Между сечениями фотонейтронных реакций, полученными в разных экспериментах, имеются хорошо известные специалистам существенные расхождения как по форме, так и по величине. Расхождения между результатами экспериментов на пучках квазимоноэнергетических фотонов и тормозного γ-излучения, в общем, особого удивления не вызывали вследствие существенного расхождения условий их получения, обусловленного различиями методов обработки эксперимента. В экспериментах первого типа сечения всех парциальных реакций измерялись непосредственно с помощью метода разделения образующихся нейтронов по множественности, реализованного с помощью специальных детекторов [1, 2]. В экспериментах второго типа непосредственно измерялось сечение реакции (γ, xn). Сечение полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$ определялось путем внесения в $\sigma(\gamma, xn)$ поправок, рассчитываемых по статистической теории ядерных реакций. Сечения реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ определялись с помощью соответствующих разностных процедур.

Вместе с тем существенные расхождения результатов экспериментов Ливермора и Сакле, условия получения данных в которых близки, вызывали большое удивление и в течение многих лет являлись предметом пристального внимания исследователей. Так, для сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на 19 ядрах (^{51}V, ^{75}As, ^{89}Y, ^{90}Zr, ^{115}In, $^{116-118,120,124}$Sn, ^{127}I, ^{133}Cs, ^{159}Tb, ^{165}Ho, ^{181}Ta, ^{197}Au, ^{208}Pb, ^{232}Th, ^{238}U), исследованных в обеих лабораториях, обнаружены [5–9] существенные систематические расхождения. Было установлено, что, как правило, сечения реакции $(\gamma, 1n)$ имеют бóльшие (на ~60–100%) величины в Сакле, а реакции $(\gamma, 2n)$ — напротив, в Ливерморе. Было показано, что средние отношения интегральных сечений парциальных реакций, полученных в Сакле и Ливерморе $R^{\text{инт}} = \sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$, равны $\langle R^{\text{инт}}(1n)\rangle \sim 1.08$ для реакций с одним нейтроном и $\langle R^{\text{инт}}(2n)\rangle \sim 0.83$ для реакций с двумя нейтронами

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

[2)]Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Россия.

[*]E-mail: varlamov@depni.sinp.msu.ru

при разбросе значений от ~0.65 до ~1.35. При этом отмечалось, что для некоторых ядер из приведенного списка (^{75}As, ^{124}Sn и ^{238}U) отношения интегральных сечений оказываются намного меньше указанных, а их соотношение оказывается обратным приведенным выше. Наличие столь больших расхождений разной направленности, намного превышающих достигнутые статистические погрешности, сделало актуальной проблему достоверности данных о сечениях парциальных реакций.

В то же время среднее расхождение между сечениями реакции выхода нейтронов (γ, xn) оказывается относительно небольшим ~10% [5–9]. Это означает, что в методах определения сечений парциальных реакций присутствуют существенные систематические погрешности, обусловленные определенными недостатками использованного в экспериментах метода разделения фотонейтронов по множественности. Были предложены различные рекомендации по преодолению (учету) имеющихся расхождений между сечениями парциальных реакций, к сожалению, не опиравшиеся на систематический подход. Некоторые из них [5] основывались на различных предположениях о причинах расхождений экспериментальных данных (ЭД) для конкретных ядер и во многих случаях приводили к противоположным рекомендациям, которые уменьшали расхождение одних ЭД, например, по сечениям реакции $(\gamma, 1n)$, но при этом увеличивали расхождение других ЭД, например, по сечениям реакции $(\gamma, 2n)$ и наоборот. Другие на основании некоторых критериев отдавали предпочтение ЭД Ливермора, а согласие с ними существенно отличавшихся ЭД Сакле достигалось с помощью специального пересчета сечений парциальных реакций, основанного на согласовании ЭД по сечениям реакции выхода нейтронов (γ, xn) [6–9].

С целью определения того, какие именно ЭД являются достоверными, были предложены объективные физические критерии достоверности ЭД о сечениях парциальных фотонейтронных реакций и экспериментально-теоретический метод оценки таких сечений [10] с использованием этих критериев совместно с достаточно хорошо согласующимися ЭД о сечениях реакции (γ, xn) выхода нейтронов.

В качестве объективных физических критериев достоверности использовались отношения F_i:

$$F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn), \qquad (1)$$

которые по определению ни при каких физических условиях не должны превышать пределов 1.00, 0.50, 0.33, ... и т.д. соответственно для $i = 1$, 2, 3, ... Превышения отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ предельных значений означают, что разделение нейтронов между парциальными реакциями было выполнено в эксперименте со значительными систематически погрешностями, и, следовательно, полученные экспериментальные сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, in)$ не являются достоверными. К сформулированным таким образом критериям достоверности может быть добавлен еще один — поскольку все члены отношений (1) являются сечениями реакций, физически достоверные F_i должны иметь положительные значения.

К настоящему времени с помощью описанного метода исследовано большинство ядер, совместно исследованных в Ливерморе и Сакле (^{75}As, ^{89}Y, ^{90}Zr, ^{115}In, $^{116-118,120,124}$Sn, ^{127}I, ^{133}Cs, ^{159}Tb, ^{181}Ta, ^{197}Au, ^{208}Pb), а также многие другие (например, ^{63,65}Cu, ^{76,78,80,82}Se, ^{91,94}Zr, ^{139}La, ^{145,148}Nd, ^{133}Cs, $^{186-192}$Os, ^{209}Bi) [10–20]. Было установлено, что во многих случаях экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций не удовлетворяют предложенным физическим критериям достоверности: наблюдается большое количество физически запрещенных отрицательных значений сечений различных парциальных реакций, прежде всего, реакции $(\gamma, 1n)$ и/или значений реакций (γ, in), для которых значения $F_i^{\text{эксп}}$ превышают упомянутые ранее верхние пределы. Было показано, что основной причиной существенных расхождений между сечениями парциальных реакций, полученных в Ливерморе и Сакле, является различие процедур, использованных для идентификации событий с разным числом нейтронов. Сравнение оцененных и экспериментальных сечений реакций свидетельствует о том, что неоправданные завышения сечений реакции $(\gamma, 1n)$ в одной лаборатории (главным образом, в Сакле) и соответствующие неоправданные завышения сечений реакции $(\gamma, 2n)$ в другой лаборатории (Ливерморе) являются следствием существенных систематических погрешностей метода разделения нейтронов по множественности. Они приводят к необоснованному перераспределению заметного числа нейтронов между каналами с разной множественностью.

С целью оценки сечений парциальных реакций, удовлетворяющих предложенным объективным физическим критериям достоверности, был предложен экспериментально-теоретический метод их оценки [10]. Экспериментальное сечение реакции выхода нейтронов (γ, xn), практически не зависящее от проблем разделения нейтронов по множественности, поскольку учитывает все испускаемые в реакции нейтроны, используется для определения вкладов парциальных реакций

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn). \qquad (2)$$

Переходные функции множественности нейтронов — отношения $F_i^{\text{теор}}$ (1) — рассчитываются в

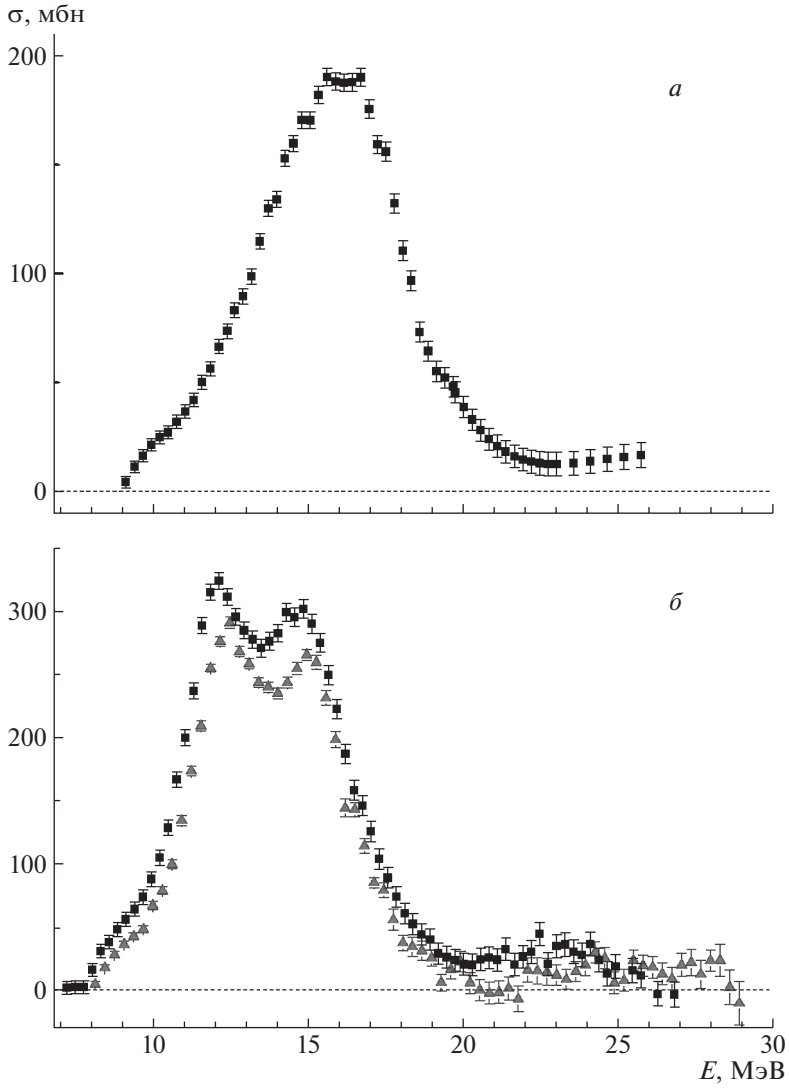

Рис. 1. Сечения реакции $(\gamma, 1n)$: *а* — ^{103}Rh [23], *б* — ^{165}Ho (▲ — [24], ■ — [25]) в зависимости от E_γ.

рамках комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [21, 22].

Основой КМФЯР является предравновесная экситонная модель. В ней используются плотности уровней ядра, рассчитанные в модели ферми-газа. Она учитывает влияние на процессы формирования и распада уровней гигантского дипольного резонанса (ГДР) эффектов, обусловленных деформацией ядра и изоспиновым расщеплениями ГДР. В результате КМФЯР успешно описывает экспериментальные данные по сечениям реакции выхода нейтронов для большого числа средних и тяжелых ядер и позволяет рассчитывать сечения парциальных реакций безотносительно проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности. Новые оцененные сечения парциальных (и полных) фотонейтронных реакций получены для большого числа ядер, приведенных выше.

Для ядер ^{181}Ta [13], ^{197}Au [20] и ^{209}Bi [19] оцененные сечения парциальных и полных реакций детально сравнивались с результатами, полученными с помощью альтернативного метода разделения процессов с участием различного количества нейтронов — активационного метода, реализованного на пучках тормозного γ-излучения. Было установлено, что сечения реакций, оцененные с помощью предложенного экспериментально-теоретического метода, согласуются с результатами активационных экспериментов (хотя существенно расходятся с результатами экспериментов, выполненных с помощью метода разделения нейтронов по множественности) и, следовательно, являются достоверными. Результаты описанных сравнений позволяют сделать вывод о том, что заметные расхождения между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ также могут свидетельствовать о недостоверности экспериментальных данных. Таким образом, объективными физически-

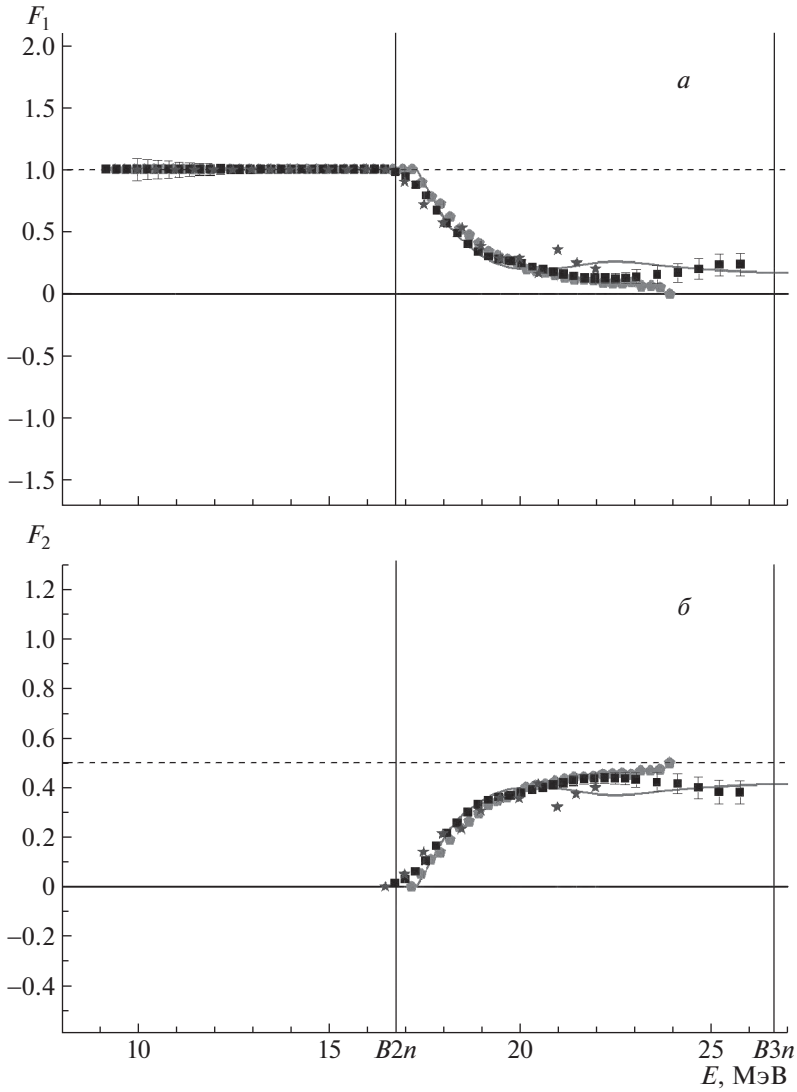

Рис. 2. Отношения $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{эксп}}$, полученные для изотопа ^{103}Rh с использованием экспериментальных данных ([23] — квадраты, [26] — звезды, [27] — пятиугольники), в сравнении с результатами расчетов $F_1^{\text{теор}}$ и $F_2^{\text{теор}}$ ([21, 22], кривые). Тонкие вертикальные линии — пороги $B2n$ и $B3n$ реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, соответственно (на остальных рисунках используются те же обозначения).

ми критериями достоверности данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций могут быть признаны следующие: $F_i^{\text{эксп}}$ не превышают отмеченных выше верхних пределов, $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, in)$ и соответствующие им $F_i^{\text{эксп}}$ не содержат отрицательных значений, а расхождения между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ несущественны.

2. АНАЛИЗ ДОСТОВЕРНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЯМ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

Настоящая работа посвящена совместному анализу и оценке сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, in)$, удовлетворяющих описанным выше физическим критериям достоверности, для среднетяжелых ядер, из которых одно (^{103}Rh) исследовано только в Сакле [23], а другое (^{165}Ho) — в обеих лабораториях [24, 25].

Энергетические зависимости сечений реакции $(\gamma, 1n)$ для обоих ядер приведены на рис. 1. Хорошо видно, что абсолютно все полученные в Сакле значения $\sigma(\gamma, 1n)_{\text{C}}$ для обоих ядер имеют положительные значения. Для ядра ^{165}Ho значения $\sigma(\gamma, 1n)_{\text{Л}}$, полученные в Ливерморе, имеют существенно меньшие величины по сравнению с $\sigma(\gamma, 1n)_{\text{C}}$. В области главного максимума сечения (∼12–16 МэВ) расхождение достигает ∼50 мбн при его величине ∼300 мбн. При

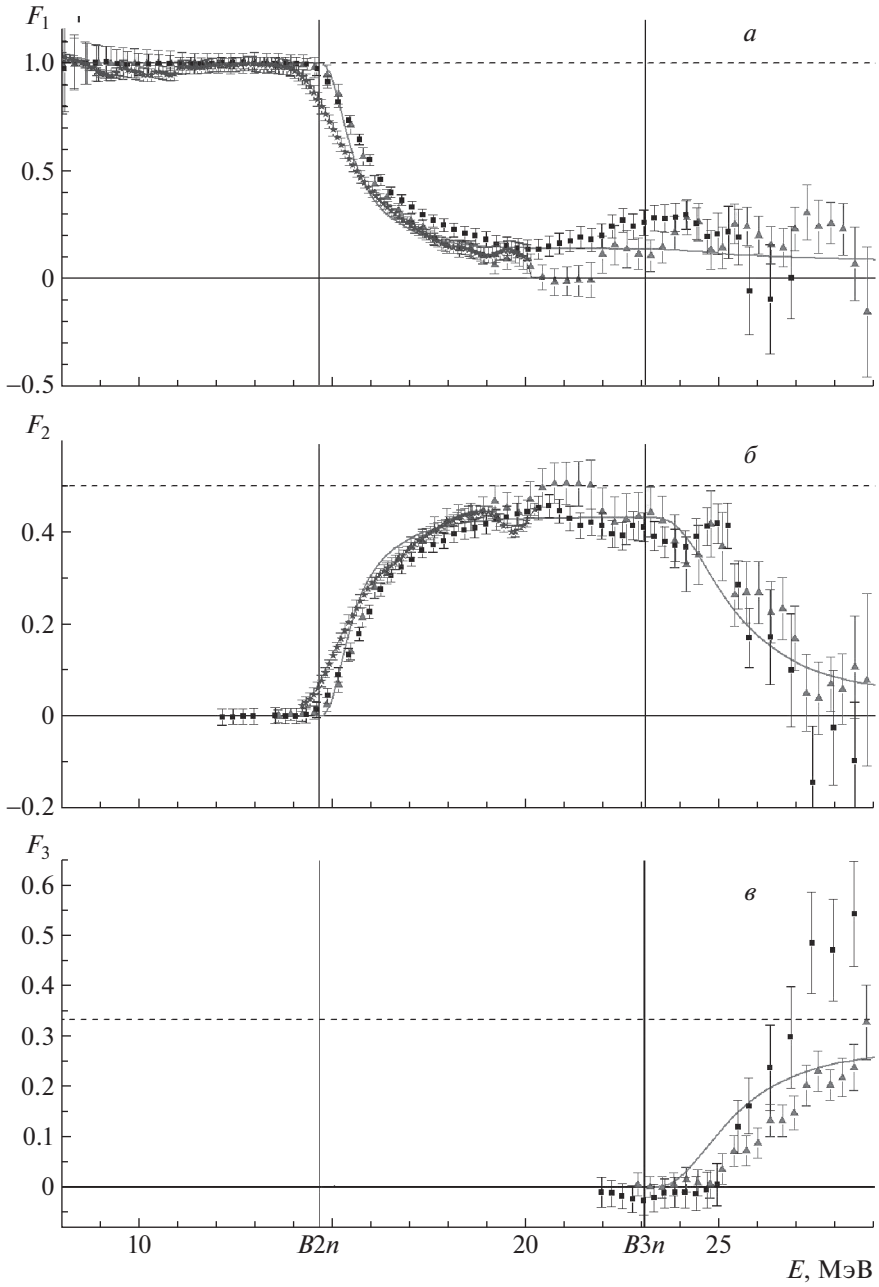

Рис. 3. Отношения $F_1^{\text{эксп}}$, $F_2^{\text{эксп}}$, $F_3^{\text{эксп}}$, полученные для изотопа ^{165}Ho с использованием экспериментальных данных ([24] — треугольники, [25] — квадраты, [28] — звезды), в сравнении с результатами расчетов $F_1^{\text{теор}}$, $F_2^{\text{теор}}$, $F_3^{\text{теор}}$ ([21, 22], кривые): *а* — F_1, *б* — F_2, *в* — F_3.

этом, начиная с относительно небольших энергий ~20 МэВ, $\sigma(\gamma, 1n)_{\text{Л}}$ оказывается близким к нулю, к тому же при некоторых энергиях нейтронов имеет физически запрещенные отрицательные значения. Этот анализ экспериментальных сечений реакции $\sigma(\gamma, 1n)$, полученных в Сакле и Ливерморе, демонстрирует актуальность оценки достоверных ЭД по сечениям парциальных реакций на рассматриваемых ядрах.

Как отмечалось в предыдущем разделе, в качестве объективных физических критериев достоверности данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций было предложено [10] использовать переходные функции множественности нейтронов — отношения F_i, определяемые соотношением (1). На рис. 2 и 3 проводится сравнение энергетических зависимостей $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ [21, 22] для обоих рассматриваемых ядер.

Для ядра ^{103}Rh (рис. 2) приводятся $F_i^{\text{эксп}}$, полученные по ЭД Сакле [23] и по результатам двух

Таблица 1. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в МэВ мбн) оцененных сечений полной и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{103}Rh в сравнении с экспериментальными данными [23]

	$E^{\text{инт}} = B2n = 16.7$ МэВ	$E^{\text{инт}} = 21.0$ МэВ	$E^{\text{инт}} = 24.0$ МэВ	$E^{\text{инт}} = 26.0$ МэВ
		(γ, xn)		
[23]*	757.8 ± 5.7	1635.8 ± 9.1	1822.0 ± 11.0	1966.1 ± 13.5
Оценка	776.9 ± 33.0	1648.9 ± 49.7	1822.1 ± 50.7	1949.9 ± 51.9
		(γ, sn)		
[23]	757.8 ± 5.7	1385.6 ± 8.5	1491.6 ± 10.1	1578.9 ± 12.2
Оценка	747.4 ± 39.0	1391.4 ± 55.6	1507.8 ± 57.9	1594.4 ± 60.2
		$(\gamma, 1n)$		
[23]	757.4 ± 5.7	1135.6 ± 8.5	1161.5 ± 10.1	1192.0 ± 12.2
Оценка	747.4 ± 36.0	1157.5 ± 46.6	1204.1 ± 47.5	1233.1 ± 48.3
		$(\gamma, 2n)$		
[23]		258.4 ± 5.8	338.6 ± 6.4	395.4 ± 7.4
Оценка		234.0 ± 12.0	303.8 ± 13.8	361.3 ± 15.9

* Интегральные сечения по данным [23], использованным в процедуре оценки (2).

экспериментов [26, 27], выполненных на пучках тормозного γ-излучения. Видно, что согласие между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ наблюдается для всех экспериментов при всех энергиях, за исключением области ~21–24 МэВ, в которой $F_1^{\text{эксп}}$ существенно занижены по сравнению с $F_1^{\text{теор}}$, а $F_2^{\text{эксп}}$, напротив, существенно завышены по сравнению с $F_2^{\text{теор}}$.

Значительно разнообразнее соотношения между $F_i^{\text{теор}}$ [21, 22] и $F_i^{\text{эксп}}$ [24, 25, 28] для ядра ^{165}Ho, приведенные на рис. 3.

С помощью тормозного γ-излучения [28] ЭД для $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{эксп}}$ получены лишь до энергии ~20 МэВ. Они заметно расходятся с теоретическими $F_1^{\text{теор}}$ и $F_2^{\text{теор}}$. Так, при энергиях до ~16 МэВ $F_1^{\text{эксп}}$ существенно меньше, а при бóльших — бóльше по сравнению с $F_1^{\text{теор}}$. Для $F_2^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{теор}}$, как и следовало ожидать, наблюдаются обратные соотношения.

В области энергий от порога $B2n = 14.7$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$ до энергии ~25 МэВ $F_1^{\text{эксп}}$ полученные по ЭД Сакле, существенно превышают $F_1^{\text{теор}}$. Наибольшие положительные отклонения наблюдаются при энергиях ~25.5 МэВ, отрицательные — при энергиях ~25.5–29.0 МэВ (при этом присутствуют физически запрещенные отрицательные значения $F_1^{\text{эксп}}$). Соответственно, $F_2^{\text{эксп}}$, полученные по ЭД Сакле, имеют значения, меньшие по сравнению с $F_2^{\text{теор}}$. При этом максимальные отклонения и отрицательные значения наблюдаются при энергиях, бóльших ~25 МэВ. В этой области энергий $F_3^{\text{эксп}}$ существенно превышают не только $F_3^{\text{теор}}$, но и допустимый по определению физический предел 0.33.

ЭД Ливермора для $F_1^{\text{эксп}}$ в областях энергий до ~20 МэВ и ~22.0–23.5 МэВ неплохо согласуются с $F_1^{\text{теор}}$. В области энергий ~20–22 МэВ $F_1^{\text{эксп}}$ близки к нулю и существенно меньше $F_1^{\text{теор}}$, а в области энергий, бóльших ~23.5 МэВ значительно превышают $F_1^{\text{теор}}$. Соотношения между $F_2^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{теор}}$ являются обратными по сравнению с соотношениями между $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_1^{\text{теор}}$, а в области энергий ~20–22 МэВ $F_2^{\text{эксп}}$ значительно превышают $F_2^{\text{теор}}$ и оказываются близки к предельному по определению значению 0.50. Во всей исследованной области энергий $F_3^{\text{эксп}}$ существенно меньше по сравнению с $F_3^{\text{теор}}$.

Такие расхождения между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ свидетельствуют о том, что к достоверности ЭД по сечениям реакций $\sigma(\gamma, in)$ для обоих обсуждаемых ядер могут быть высказаны серьезные претензии.

3. ОЦЕНКА НОВЫХ ДОСТОВЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА

С целью преодоления проблем с недостоверностью экспериментальных сечений парциальных реакций использован экспериментально-теоретический метод [10] оценки сечений парциальных реакций, в котором соотношения между

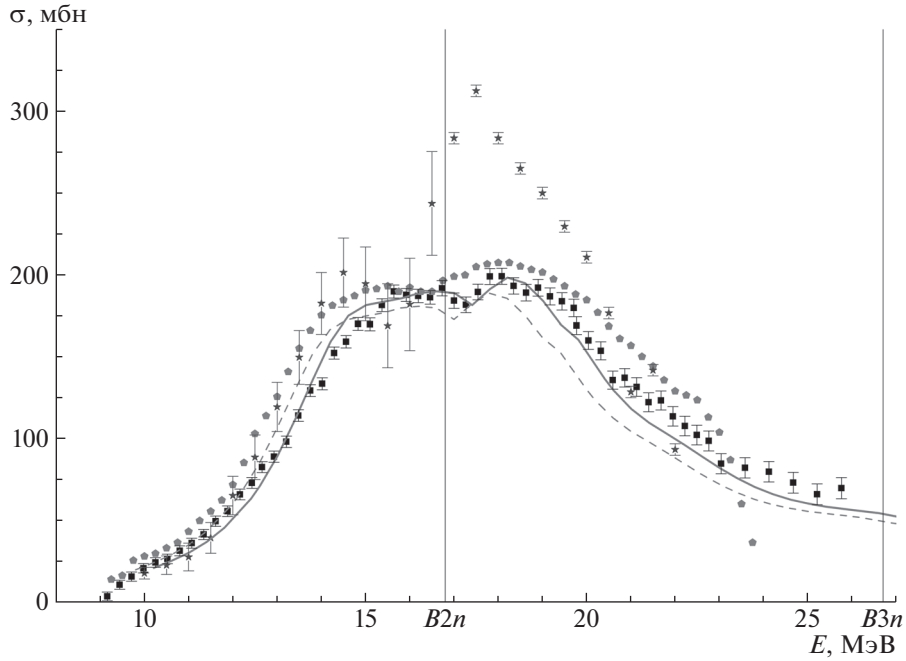

Рис. 4. Сравнение теоретических [21, 22] сечений реакции выхода фотонейтронов ^{103}Rh(γ, xn) до (штриховая кривая) и после (сплошная) корректировки с экспериментальными ([23] — квадраты, [26] — звезды, [27] — пятиугольники).

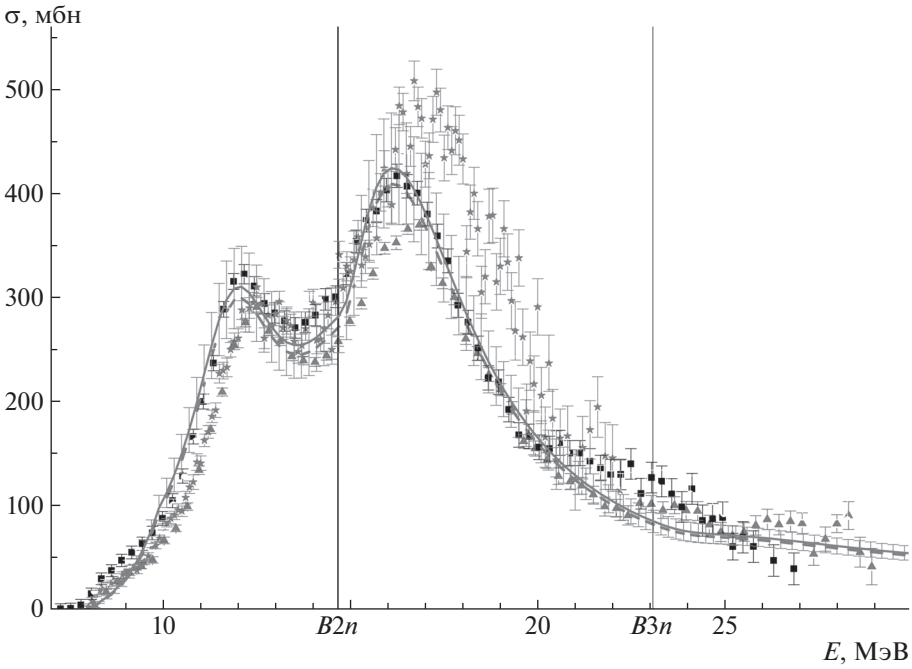

Рис. 5. Сравнение теоретических данных [21, 22] сечений реакции выхода фотонейтронов ^{165}Ho(γ, xn) до (штриховая кривая) и после (сплошная) корректировки с экспериментальными ([24] — треугольники, [25] — квадраты, [28] — звезды).

парциальными сечениями определяются представлениями КМФЯР ($F_i^{\text{теор}}$), а их сумма — $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$ — согласно (2) оказывается равной $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$.

Перед использованием в процедуре оценки отношений $F_i^{\text{теор}}$ соответствующие теоретические сечения реакций повергались предварительной небольшой корректировке с тем, чтобы макси-

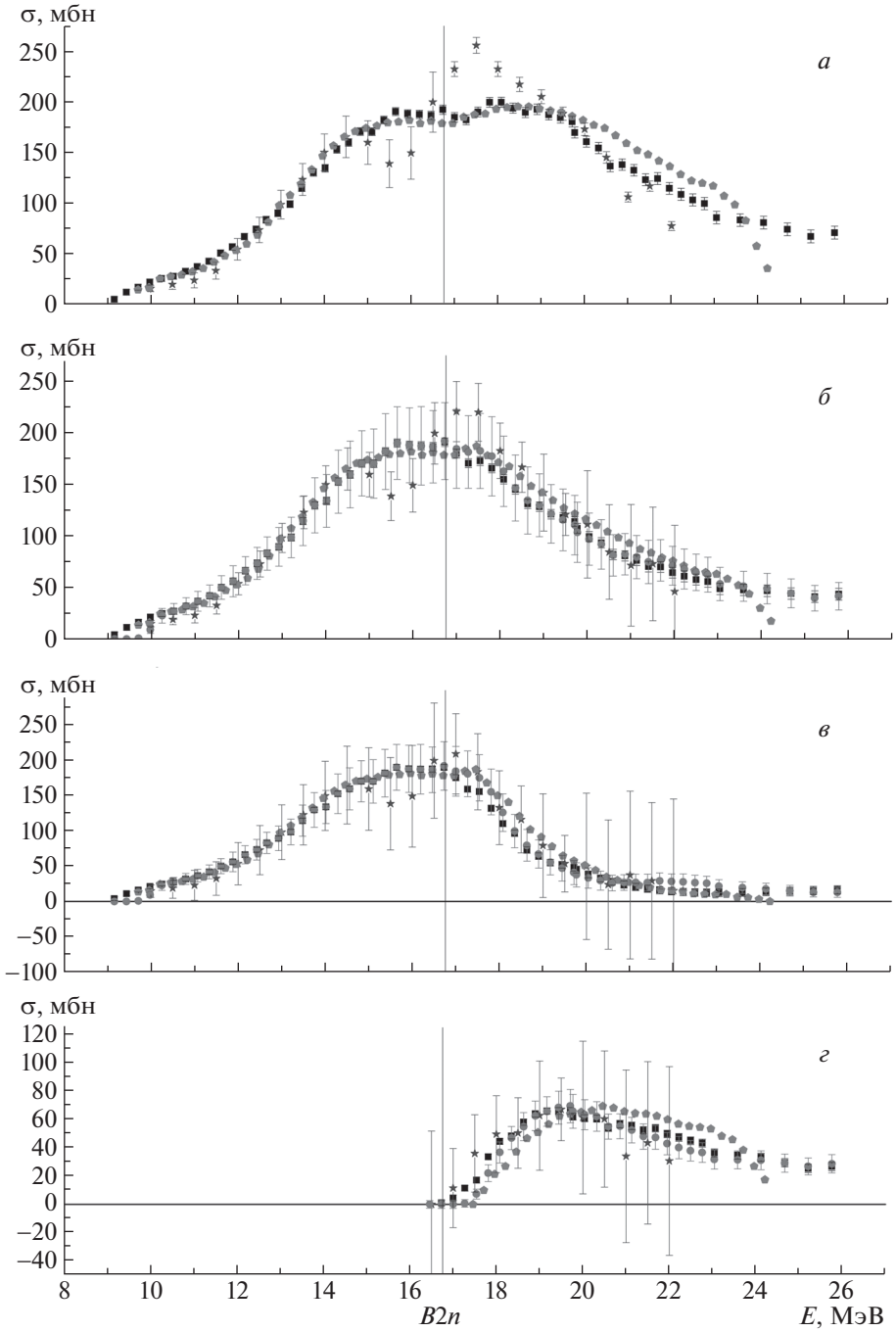

Рис. 6. Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных ([23] — квадраты, [26] — звезды, [27] — пятиугольники) сечений реакций на изотопе ^{103}Rh: *а* — $\sigma(\gamma, xn)$, *б* — $\sigma(\gamma, sn)$, *в* — $\sigma(\gamma, 1n)$, *г* — $\sigma(\gamma, 2n)$. На рисунке 6*а* оцененное сечение совпадает с исходным экспериментальным сечением [23].

мально приблизить $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ к $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$. Так, сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ для ядра ^{103}Rh (рис. 4) сдвигалось по отношению к экспериментальному сечению [23] к бóльшим энергиям на величину 0.40 МэВ и умножалось на коэффициент 1.10. Для сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ в случае ядра ^{165}Ho эти величины равны соответственно 0.10 и 1.07 МэВ. Результаты корректировки для ядра ^{165}Ho приведены на рис. 5. В области главного максимума теоретическое сечение наиболее близко к экспериментальным данным Сакле [25], поэтому именно они были использованы в процедуре оценки (2).

Энергетические зависимости оцененных сечений фотонейтронных реакций в сравнении с ЭД для ядра ^{103}Rh приведены на рис. 6. Соответствующие

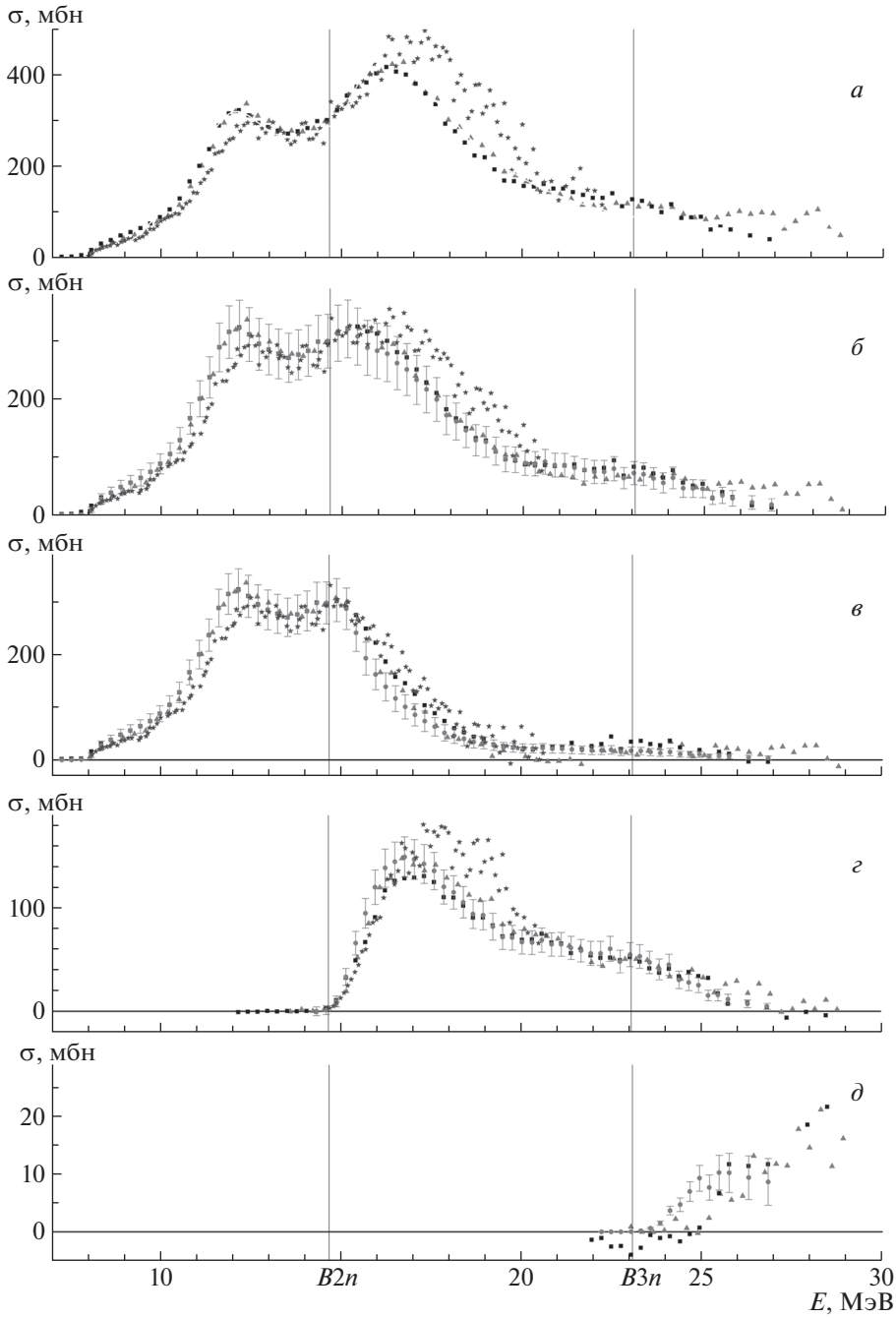

Рис. 7. Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных ([24] — квадраты, [25] — звезды, [28] — пятиугольники) сечений реакций на изотопе ^{165}Ho: *а* — $\sigma(\gamma, xn)$, *б* — $\sigma(\gamma, sn)$, *в* — $\sigma(\gamma, 1n)$, *г* — $\sigma(\gamma, 2n)$, *д* — $\sigma(\gamma, 3n)$. На рисунке 7*а* оцененное сечение совпадает с исходным экспериментальным сечением [25].

интегральные сечения для разных пределов интегрирования приведены в табл. 1. В ней специально выделена область энергий 21–24 МэВ, в которой (рис. 2) наблюдаются наибольшие расхождения между отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$, полученными для ЭД Сакле и Ливермора. Сечения всех парциальных и полных реакций, полученные на пучках тормозного излучения, существенно отличаются от оцененных сечений. По-видимому, это связано с большими статистическими погрешностями ЭД.

ЭД, полученные в Сакле, определенно свидетельствуют о необоснованном перераспределении нейтронов между парциальными реакциями с одним и двумя нейтронами. Видно, что в области энергий до 26.0 МэВ экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ оказывается на $\sim$3% (1233.1–

Таблица 2. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в МэВ мбн) оцененных сечений полной и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{165}Ho в сравнении с экспериментальными данными [24, 25]

	$E^{\text{инт}} = B2n = 14.7$ МэВ	$E^{\text{инт}} = B3n = 23.1$ МэВ	$E^{\text{инт}} = 27.0$ МэВ	$E^{\text{инт}} = 28.5$ МэВ
		(γ, xn)		
[24]	1248.8 ± 17.6	3353.5 ± 33.6	3742.2 ± 37.8	3867.2 ± 39.8
[25]*	1272.3 ± 12.4	3353.5 ± 24.4	3663.7 ± 31.8	3722.8 ± 36.8
Оценка	1272.3 ± 12.4	3353.5 ± 24.4	3663.7 ± 31.8	3722.8 ± 36.8
		(γ, sn)		
[24]	1247.5 ± 17.5	2628.4 ± 27.6	2849.6 ± 29.4	2913.4 ± 30.4
[25]	1271.7 ± 11.4	2694.2 ± 27.6	2870.6 ± 26.9	2888.6 ± 30.6
Оценка	1270.3 ± 29.7	2634.8 ± 41.6	2796.3 ± 43.5	2822.4 ± 44.6
		$(\gamma, 1n)$		
[24]	1245.8 ± 17.6	1899.0 ± 27.1	1973.3 ± 30.1	2003.5 ± 31.9
[25]	1270.4 ± 9.7	2055.8 ± 17.5	2119.2 ± 22.2	2113.4 ± 25.3
Оценка	1269.6 ± 29.6	1917.4 ± 34.0	1955.2 ± 34.2	1961.0 ± 34.2
		$(\gamma, 2n)$		
[24]		724.6 ± 13.3	850.6 ± 16.8	858.8 ± 18.1
[25]		664.2 ± 8.7	767.0 ± 11.0	762.7 ± 12.2
Оценка		716.6 ± 16.2	815.5 ± 17.8	822.9 ± 18.0
		$(\gamma, 3n)$		
[24]			20.0 ± 3.3	46.6 ± 4.3
[25]			16.7 ± 5.6	44.9 ± 6.9
Оценка			24.9 ± 3.8	37.8 ± 6.0

* Интегральные сечения по данным [25], использованным в процедуре оценки (2).

1192.0 МэВ мбн) меньше оцененного сечения, тогда как сечение реакции $(\gamma, 2n)$, напротив, на $\sim$10% (395.3–361.3 МэВ мбн) превышает оцененное сечение. Для области энергий с наибольшими расхождениями $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ (21–24 МэВ) различия экспериментальных и оцененных сечений также более существенны — 56% (46.6–29.9 МэВ мбн) для реакции $(\gamma, 1n)$ и 16% (80.2–69.8 МэВ мбн) для реакции $(\gamma, 2n)$. Фактически эти расхождения означают перемещение заметной части нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ в реакцию $(\gamma, 2n)$.

Следует обратить внимание на то обстоятельство, что соотношения между экспериментальными и оцененными сечениями для ядра ^{103}Rh, полученными в Сакле, отличаются от установленных для большого числа других ядер, исследованных в этой лаборатории. Вместо характерного завышения экспериментального сечения реакции $(\gamma, 1n)$ и занижения сечения реакции $(\gamma, 2n)$ наблюдаются обратные соотношения, более характерные для данных Ливермора. По этим соотношениям ситуация для ядра ^{103}Rh оказывается аналогичной ситуациям для ядер ^{75}As, ^{124}Sn и ^{238}U, упомянутым выше. Следует отметить, что соотношения между экспериментальными и оцененными данными Сакле, характерные для данных Ливермора, были обнаружены [29] также и для изотопов ^{76,78,80,82}Se, исследованных в Сакле [30].

Это прямо подтверждает один из основных выводов предыдущих исследований [10–20] о непрямой и весьма сложной связи измеряемой кинетической энергии нейтронов с их определяемой множественностью.

Оцененные сечения парциальных и полных фотонейтронных реакций в сравнении с экспериментальными данными для ядра ^{165}Ho приведены на рис. 7, соответствующие интегральные сечения приведены в табл. 2. Как и в случае ядра ^{103}Rh, ЭД, полученные на пучках тормозного излучения, для сечений всех парциальных и полных реакций существенно отличаются от оцененных данных.

Сравнение оцененных и экспериментальных сечений вновь свидетельствует о существенных систематических ошибках экспериментальных сечений парциальных реакций. Так, в области энергий между $B2n = 14.7$ МэВ и $B3n = 23.1$ МэВ оцененное интегральное сечение реакции $(\gamma, 1n)$

(643.7 МэВ мбн) близко к данным Ливермора (653.2 МэВ мбн), но на 22% меньше данных Сакле (785.4 МэВ мбн). В то же время для сечения реакции $(\gamma, 2n)$ ситуация оказывается прямо противоположной — оцененное сечение (98.9 МэВ мбн) близко к данным Сакле (102.8 МэВ мбн), но меньше данных Ливермора (126.0 МэВ мбн) на 27%. Следует отметить, что подобные расхождения, рассчитанные для бóльших энергий ($E^{\text{инт}} = 27.0$ и 28.5 МэВ), и для данных Сакле и для данных Ливермора оказываются несколько меньшими. Это обусловлено присутствием физически запрещенных отрицательных значений в сечениях реакции $(\gamma, 1n)$, полученных в Сакле и Ливерморе, а также в сечении реакции $(\gamma, 2n)$, полученном в Сакле (см. рис. 1 и 3).

Столь же существенные расхождения оцененных и экспериментальных интегральных сечений наблюдаются для реакции $(\gamma, 3n)$. Так, в области энергий до $E^{\text{инт}} = 27.0$ МэВ, где (рис. 3) не присутствуют отрицательные значения, оцененное сечение (24.9 МэВ мбн) оказывается больше на 25% по сравнению с данными Ливермора (20.0 МэВ мбн). ЭД Сакле, среди которых имеется большое количество отрицательных значений, дают сечение (16.7 МэВ мбн), отличающееся от оцененного (24.9 МэВ мбн) на ~50%. Относительная близость интегральных сечений, рассчитанных по данным Ливермора и Сакле до энергии $E^{\text{инт}} = 28.5$ МэВ, наблюдающаяся несмотря на существенное расхождение соответствующих отношений $F_3^{\text{эксп}}$ (рис. 3), обусловлена присутствием большого количества отрицательных значений в данных Сакле.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для анализа систематических погрешностей, присутствующих в экспериментальных сечениях парциальных фотонейтронных реакций для ядер ^{103}Rh и ^{165}Ho, использованы объективные физические критерии достоверности — отношения $F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn)$ сечений конкретных парциальных реакций к сечению реакции выхода нейтронов. По аналогии с результатами предыдущих исследований [10–20] показано, что экспериментальные сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для обоих исследованных ядер и дополнительно $(\gamma, 3n)$ для ядра ^{165}Ho, полученные на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, не являются достоверными. В них наблюдаются физически запрещенные отрицательные значения, значения, соответствующие отношениям $F_i^{\text{эксп}}$, превышающим физически допустимые верхние пределы, а также большие расхождения между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$. Основной причиной этих некорректностей является недостоверное (ошибочное) перемещение заметного количества нейтронов из одной парциальной реакции в другую вследствие существенных систематических погрешностей процедуры экспериментального определения множественности нейтронов на основании измерения их энергии.

Отмеченное выше отличие ЭД Сакле для ядра ^{103}Rh от характерных ЭД, полученных для большого количества других ядер, и их сходство с определенно недостоверными ЭД Ливермора, делают весьма актуальным сравнение результатов экспериментов, выполненных с помощью метода разделения нейтронов по множественности, с результатами, полученными другими методами разделения парциальных реакций. Среди них могут быть эксперименты, выполняемые с помощью активационного метода на пучке тормозного излучения [31, 32], и эксперименты, выполняемые на пучке фотонов от обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов на пучке мощного лазера с помощью детектора фотонейтронов, эффективность которого практически не зависит от их энергии, например, [33].

Авторы выражают благодарность В. Н. Орлину за помощь в проведении теоретических расчетов, Б. С. Ишханову за помощь в анализе и интерпретации полученных результатов, полезные обсуждения и Н. Н. Пескову за помощь в обработке и представлении данных.

Работа поддерживается Исследовательским контрактом № 20501 (Координационный исследовательский проект № F41032) Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) и грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” № 18-2-6-93-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables **38**, 199 (1988).
2. B. L. Berman and S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47**, 713 (1975).
3. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1999).
4. Russia Lomonosov Moscow State University Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Centre for Photonuclear Experiments Data, Database “Nuclear Reaction Database (EXFOR)”, http://cdfe.sinp.msu.ru/exfor/index.php; International Atomic Energy Agency Nuclear Data Section, Database “Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)”, http://www-nds.iaea.org/exfor; USA National Nuclear

Data Center, Database "CSISRS and EXFOR Nuclear Reaction Experimental Data", http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm
5. B. L. Berman, R. E. Pywell, S. S. Dietrich, M. N. Thompson, K. G. McNeill, and J. W. Jury, Phys. Rev. C **36**, 1286 (1987).
6. E. Wolynec, A. R. V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V. A. Serrão, and M. N. Martins, Phys. Rev. C **29**, 1137 (1984).
7. E. Wolynec and M. N. Martins, Rev. Brasil. Fis. **17**, 56 (1987).
8. V. V. Varlamov and B. S. Ishkhanov, INDC(CCP)-433, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2002).
9. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, ЭЧАЯ **35**, 858 (2004) [Phys. Part. Nucl. **35**, 459 (2004)].
10. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощиев, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 884 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74**, 842 (2010)].
11. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **75**, 1414 (2012) [Phys. At. Nucl. **75**, 1339 (2012)].
12. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and V. V. Varlamov, EPJ Web Conf. **38**, 1203 (2012).
13. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **76**, 1484 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 1403 (2013)].
14. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, Eur. Phys. J. A **50**, 114 (2014).
15. S. S. Belyshev, D. M. Filipescu, I. Gheoghe, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, K. A. Stopani, O. Tesileanu, and V. V. Varlamov, Eur. Phys. J. A **51**, 67 (2015).
16. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 678 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 634 (2015)].
17. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 797 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 746 (2015)].
18. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, М. А. Макаров, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 351 (2016) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **80**, 317 (2016)].
19. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **79**, 315 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 501 (2016)].
20. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, Phys. Rev. C **96**, 044606 (2017).
21. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
22. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 493 (2008)].
23. A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. De Miniac, A. Veyssière, and K. Kernbach, Nucl. Phys. A **219**, 39 (1974).
24. B. L. Berman, M. A. Kelly, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, H. S. Davis, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **185**, 1576 (1969).
25. R. Bergère, H. Beil, and A. Veyssiere, Nucl. Phys. A **121**, 463 (1968).
26. О. В. Богданкевич, В. А. Запевалов, Б. И. Горячев, ЖЭТФ **42**, 1502 (1962) [Sov. Phys. JETP **15**, 1044 (1962)].
27. R. W. Parsons, Can. J. Phys. **37**, 1344 (1959).
28. Ю. В. Кузнецов, В. Н. Орлин, Н. А. Пожидаева, В. Г. Шевченко, Б. И. Горячев, ЯФ **23**, 1145 (1976) [Sov. J. Nucl. Phys. **23**, 609 (1976)].
29. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, Б. С. Ишханов, ЯФ **82**, 16 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 13 (2019)].
30. P. Carlos, H. Beil, R. Bergère, J. Fagot, A. Leprêtre, A. Veyssière, and G. V. Solodukhov, Nucl. Phys. A **258**, 365 (1976).
31. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощиев, ЯФ **75**, 283 (2012) [Phys. At. Nucl. **75**, 353 (2012)].
32. H. Naik, G. Kim, K. Kim, M. Zaman, A. Goswami, M. Woo Lee, S.-C. Yang, Y.-O. Lee, S.-G. Shin, and M.-H. Cho, Nucl. Phys. A **948**, 28 (2016).
33. H. Utsunomiya, I. Gheorghe, D. M. Filipescu, T. Glodariu, S. Belyshev, K. Stopani, V. Varlamov, B. Ishkhanov, S. Katayama, D. Takenaka, T. Ari-izumi, S. Amano, and S. Miyamoto, Nucl. Instrum. Methods A **871**, 135 (2017).

EVALUATION OF RELIABLE CROSS SECTIONS OF PHOTONEUTRON REACTIONS ON ^{103}Rh AND ^{165}Ho

V. V. Varlamov[1)], A. I. Davydov[2)], V. D. Kaidarova[2)]

[1)] *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia*
[2)] *Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia*

The data for partial photoneutron reaction cross sections for ^{103}Rh and ^{165}Ho obtained in different experiments using quasimonoenergetic annihilation photons were analyzed to study the reasons of noticeable disagreements. The objective physical criteria of data reliability were used. It was shown that in the wide energy ranges the experimental data for $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ and $(\gamma, 3n)$ reaction cross sections are not reliable because of significant systematic uncertainties from the shortcomings of the used neutron multiplicity sorting methods. New data for the reliable photoneutron reaction cross sections for ^{103}Rh and ^{165}Ho satisfying the reliability criteria were obtained using the experimental—theoretical method of the partial reaction cross section evaluation. The evaluated cross sections were compared with the experimental data.