

ФИЗИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ ДОСТОВЕРНОСТИ И ОСОБЕННОСТИ ДАННЫХ ПО ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЮ ЯДЕР ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta И ^{208}Pb

© 2021 г. В. В. Варламов^{1)*}, А. И. Давыдов²⁾

Поступила в редакцию 24.02.2021 г.; после доработки 24.02.2021 г.; принята к публикации 25.02.2021 г.

Известная проблема существенных систематических расхождений между сечениями парциальных фотонейтронных реакций, полученных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности в Сакле (Франция) и Ливерморе (США), детально рассматривается для ядер ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta и ^{208}Pb с использованием объективных физических критериев достоверности данных. Отношения интегральных сечений $\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$ реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученные по данным обеих лабораторий, для трех последних из указанных ядер значительно различаются, тогда как для ядра ^{75}As практически совпадают. При этом для всех четырех ядер сечения реакции выхода фотонейтронов $(\gamma, xn) = (\gamma, 1n) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n)$ существенно различаются уже при энергиях фотонов до порогов реакции $(\gamma, 2n)$, при которых проблема разделения нейтронов по множественности отсутствует. Экспериментальные данные по сечениям парциальных и полных сечений фотонейтронных реакций для ядер ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta и ^{208}Pb сравниваются с сечениями, оцененными в рамках экспериментально-теоретического метода с использованием критериев достоверности данных. Установлено, что расхождения в несколько десятков % величины между сечениями реакций (γ, xn) , $(\gamma, sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n)$ и $(\gamma, 1n)$, полученными в Ливерморе, и оцененными данными прямо связаны с необоснованным недоверенным занижением величины сечения реакции $(\gamma, 1n)$ вследствие потери значительного количества нейтронов из этой реакции.

DOI: 10.31857/S0044002721050159

1. ВВЕДЕНИЕ

Абсолютное большинство данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций, широко используемых как в фундаментальных ядерно-физических исследованиях, так и в разнообразных приложениях, получено с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности в Ливерморе (США) и Сакле (Франция) [1, 2]. В целом для области гигантского дипольного резонанса (ГДР) до энергий налетающих фотонов $E \approx 30$ МэВ известно [3–5] около 500 наборов данных для ~ 150 ядер по сечениям как парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, так и реакции выхода нейтронов

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

и полной фотонейтронной реакции

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

Эти данные позволили установить основные характеристики (энергетическое положение, амплитуда, ширина) ГДР для большого числа атомных ядер и определить основные закономерности их изменений в зависимости от энергии налетающих фотонов, индивидуальных характеристик ядер и количества образующихся в реакциях нейтронов [6, 7]. Вместе с тем следует отметить, что во многих случаях основные характеристики ГДР были определены с достаточно большими погрешностями, поскольку данные разных экспериментов, которые были использованы для их определения, существенно расходятся.

Как в Ливерморе, так и в Сакле было получено около 100 наборов данных для 19 ядер (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116-118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U). Для каждого из них сечения парциальных реакций существенно (во многих случаях до 100% величины) различаются. Эти расхождения определенно являются систематическими, так как сечения реакции $(\gamma, 1n)$, как правило, имеют существенно большие величины в Сакле, а реакции $(\gamma, 2n)$ — напротив, в Ливерморе (рис. 1) [8]. Так, средние значения отношений интегральных сечений реакций $\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$,

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

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

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

полученных соответственно в Сакле и Ливерморе, составляют 1.08 для реакции $(\gamma, 1n)$ и 0.84 для реакции $(\gamma, 2n)$. При этом расхождения между величинами сечений реакции выхода нейтронов (1), включающей образующиеся нейтроны всех множественностей, полученными в разных экспериментах, оказываются относительно небольшими ($\sim 10\%$) [8, 9]. Такие соотношения свидетельствуют о наличии значительных систематических погрешностей использованных методов разделения фотонейтронов по множественности в тех областях энергий, в которых нейтроны из реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ конкурируют между собой. Поскольку расхождения экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций существенно превышают достигнутые статистические погрешности (обычно оцениваемые величиной 5–10%), актуальной задачей является определение того, результаты каких экспериментов являются достоверными и должны использоваться в оценке достоверных основных характеристик ГДР.

Решению этой задачи были посвящены специальные исследования, в ходе которых предпринимались попытки выяснить причины наблюдающихся расхождений и разработать методы их учета [8–10]. Эти исследования не опирались на системный подход, не руководствовались объективными критериями достоверности и в основном сводились к выбору как достоверного одного из двух имеющихся наборов данных. Как результат, предлагаемые рекомендации по устранению наблюдаемых расхождений данных во многих случаях противоречили друг другу. Так, например, при отмеченной выше разной направленности расхождений между сечениями реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученных в разных экспериментах, уменьшение расхождений данных для одной из них с помощью традиционной процедуры перенормировки естественным образом приводило к возрастанию расхождений данных для другой.

В этой связи с целью получения информации о сечениях фотонейтронных реакций, свободной от систематических погрешностей разных экспериментов, был предложен экспериментально-теоретический метод оценки, основанный на использовании объективных критериев достоверности данных, не зависящих от способа их получения [11].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

В качестве объективных физических критериев достоверности сечений парциальных реакций были предложены [11] отношения сечений парциальных

реакций определенной ($i = 1, 2, 3, \dots$) множественности $\sigma(\gamma, in)$ к сечению $\sigma(\gamma, xn)$ реакции выхода нейтронов (1), которое практически не зависит от проблем разделения фотонейтронов по множественности, поскольку включает в себя их все,

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn). \quad (3)$$

Использование отношений F_i в качестве критериев достоверности обусловлено тем, что в соответствии с определениями (3) их значения должны быть определено положительными (поскольку включают в себя только сечения реакций, имеющие размерность площади) и при этом не должны превышать пределов 1.00, 0.50, 0.33 соответственно для $i = 1, 2, 3$. Превышения отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ указанных пределов означают, что распределение нейтронов между экспериментальными сечениями реакций было выполнено со значительными систематическими погрешностями, вследствие чего эти сечения не являются достоверными.

Были выполнены исследования достоверности экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций для большого числа ядер ($^{63,65}\text{Cu}$, ^{75}As , ^{80}Se , ^{89}Y , $^{90-92,94}\text{Zr}$, ^{115}In , ^{127}I , ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{159}Tb , ^{181}Ta , ^{186}W , $^{186,188-190,192}\text{Os}$, $^{112,114,116-120,122,124}\text{Sn}$, ^{139}La , ^{165}Ho , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{209}Bi и некоторые другие) [11–23]. Они показали, что во многих случаях сечения реакций, полученные как в Сакле, так и Ливерморе, предложенным критериям достоверности данных не удовлетворяют. Во многих областях энергий фотонов наблюдаются или физически запрещенные отрицательные значения сечений реакций или значения, при которых соответствующие им отношения $F_i^{\text{эксп}}$ (3) превышают упомянутые выше объективные физические пределы достоверности, во многих случаях отношения $F_i^{\text{эксп}}$ значительно отличаются от $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [24, 25].

С целью определения сечений парциальных реакций, которые удовлетворяли бы критериям достоверности при тех значениях сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ (1), которые были определены экспериментально, был предложен экспериментально-теоретический метод оценки [11]. В этом методе совместно используются экспериментальное сечение реакции выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ и отношения $F_i^{\text{теор}}$ (3), рассчитываемые в рамках КМФЯР [24, 25]. Как отмечалось, сечение реакции выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ практически не зависит от проблем разделения нейтронов по множественности, поскольку включает в себя все испускаемые в реакции нейтроны. Отношения $F_i^{\text{теор}}$, определяемые по сечениям реакций, рассчитываемых в КМФЯР, также не зависят от проблем экспериментального

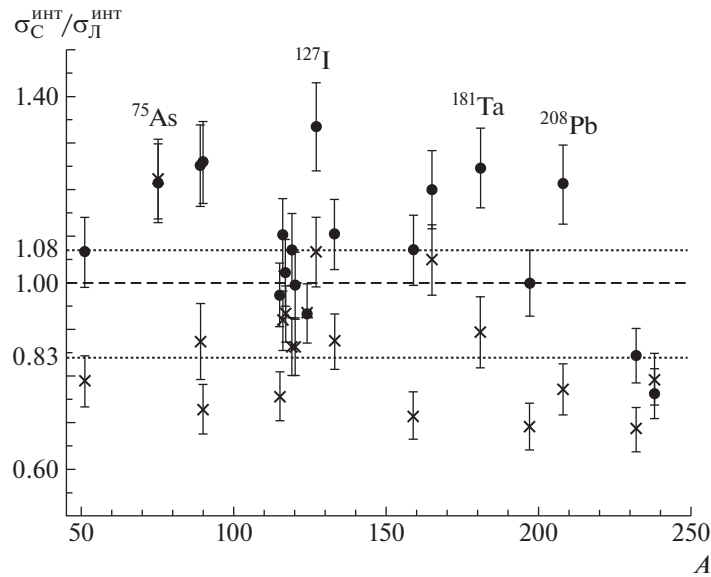


Рис. 1. Систематика [8] отношений $\sigma_C^{\text{инт}}/\sigma_L^{\text{инт}}$ интегральных сечений, полученных в Сакле и Ливерморе. Кружки — данные для реакции $(\gamma, 1n)$, кресты — для реакции $(\gamma, 2n)$.

определения множественности нейтронов. Таким образом, и сечения $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$, оцениваемые их совместным использованием

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn), \quad (4)$$

практически не зависят от обсуждаемых проблем и удовлетворяют физическим критериям достоверности данных.

На основании сравнения оцененных в рамках экспериментально-теоретического метода сечений реакций с сечениями, полученными в экспериментах Сакле и Ливермора, было показано [11–23], что основными причинами заметных расхождений между сечениями парциальных реакций, полученных в обеих лабораториях, являются систематические погрешности метода, использованного для подсчета событий с одним и двумя нейтронами. В методе разделения нейтронов из реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ множественность нейтронов определялась по их измеряемой экспериментально энергии, которая в связи с различными обстоятельствами может быть весьма близкой у нейтронов, образующихся в обеих парциальных реакциях. Так, например, энергии нейтронов из реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ значительно различаются в тех случаях, когда конечные ядра обеих реакций образуются в основных состояниях. Однако известно, что во многих случаях конечное ядро реакции $(\gamma, 1n)$ образуется в возбужденных состояниях. При этом энергии нейтронов оказываются существенно меньшими и могут оказаться сравнимыми с энергией нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$.

Было установлено [11–23], что новые оцененные данные, удовлетворяющие физическим критериям достоверности, существенно расходятся с

экспериментальными данными. В этой связи сечения парциальных реакций, оцененные для ядер ^{181}Ta [13], ^{209}Bi [18] и ^{197}Au [19], детально сравнивались с результатами измерений выходов соответствующих реакций, выполненных на пучках тормозного γ -излучения с помощью активационного метода. В этом методе, альтернативном методу разделения нейтронов по множественности, прямая идентификация конкретной парциальной реакции основывается на данных не о вылетающих нейтронах, а об образующихся в конечных состояниях реакций ядрах. Было установлено, что хотя сечения реакций, оцененные с помощью предложенного экспериментально-теоретического метода, существенно расходятся с результатами экспериментов, выполненных с помощью метода разделения нейтронов по множественности, они согласуются с результатами активационных экспериментов и, следовательно, являются достоверными.

3. СИСТЕМАТИКИ РАСХОЖДЕНИЙ ДАННЫХ ДЛЯ ЯДЕР ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta И ^{208}Pb

Для большинства из 19 ядер, систематика расхождений [8] сечений парциальных реакций для которых приведена на рис. 1, характерным является то обстоятельство, что эти расхождения наблюдаются при энергиях, превышающих пороги B_{2n} реакции $(\gamma, 2n)$, т.е. в областях, в которых эти две реакции конкурируют между собой. Типичный пример для случая ядра ^{159}Tb [26, 27] представлен на рис. 2.

В той же систематике расхождений ядра ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta и ^{208}Pb вызывают особый интерес.

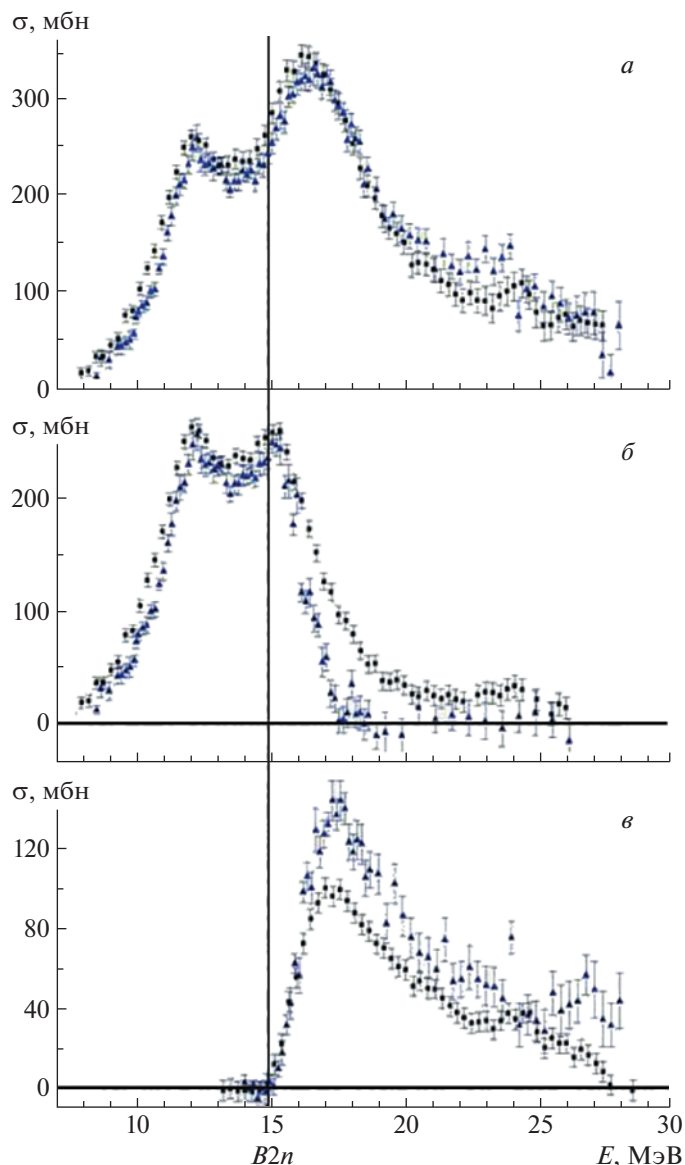


Рис. 2. Сравнение экспериментальных ([26] — квадраты, [27] — треугольники) сечений реакций на ядре ^{159}Tb : *a* — $\sigma(\gamma, sn)$, *б* — $\sigma(\gamma, 1n)$, *в* — $\sigma(\gamma, 2n)$.

Их объединяет весьма характерное отличие от остальных 15 ядер обсуждаемой систематики — существенные расхождения величин сечений реакции выхода нейтронов (1) и полной фотонейтронной реакции (2) уже в областях энергий фотонов до порогов $B2n$. При таких энергиях проблемы множественности отсутствуют, поскольку все нейтроны образуются только в реакции $(\gamma, 1n)$, и, следовательно, сечения реакций (γ, xn) , (γ, sn) и $(\gamma, 1n)$ должны совпадать. Однако для каждого из рассматриваемых в настоящей работе ядер ^{181}Ta [26, 28], ^{208}Pb [29, 30], ^{75}As [31, 32] и ^{127}I [33, 34] ситуация существенно отличается от описанной выше для ядра ^{159}Tb . На рис. 3 в качестве типичных для всех четырех ядер примеров приводятся

полученные в Ливерморе и Сакле сечения реакции (γ, xn) для обсуждаемых в настоящей работе ядер ^{208}Pb и ^{75}As . Видно, что расхождения в области энергий до порога $B2n$ оказываются существенно большими, чем расхождения при энергиях до $B3n$. Так, в случае примера для ядра ^{208}Pb отношения интегральных сечений значительно различаются, соответственно $\sigma_{\text{C}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}(E^{\text{инт}} = B2n) = 1.26$ [29], $\sigma_{\text{C}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}(E^{\text{инт}} = B3n) = 1.20$ [30], тогда как в случае приведенного выше примера для ядра ^{159}Tb совпадают — 1.05 и 1.02 [12].

При этом в случаях ядер ^{127}I , ^{181}Ta и ^{208}Pb отношения интегральных сечений $\sigma_{\text{C}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$ для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ значительно различаются

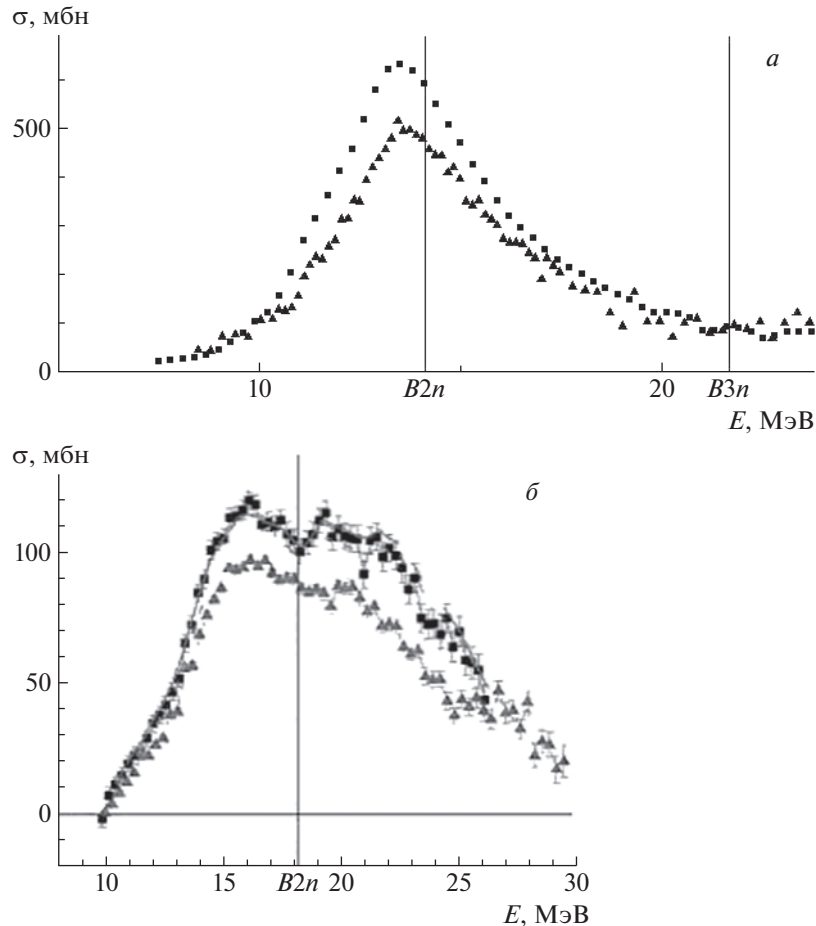


Рис. 3. Сравнение сечений реакции (γ, xn) , полученных в Сакле (квадраты) и Ливерморе (треугольники): *a* — ^{208}Pb [29, 30], *б* — ^{75}As [31, 32].

(1.34–1.08, 1.25–0.89 и 1.22–0.77 соответственно), тогда как для ядра ^{75}As практически совпадают — $\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}(1n) \approx \sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}(2n) \approx 1.22$ (этот случай был ранее рассмотрен специально [22]). В случае ядра ^{181}Ta причины обнаруженных расхождений данных для сечений реакции выхода нейтронов (γ, xn) были детально проанализированы ранее [13] на основе сравнения экспериментальных данных с результатами оценки с помощью экспериментально-теоретического метода. Было установлено, что в области энергий фотонов до порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ экспериментальное сечение реакции выхода нейтронов $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$, полученное в Ливерморе [28], занижено на 24% по сравнению с оцененным сечением (а также и с сечением, полученным в Сакле [26]), и показано, что это существенное недостоверное занижение обусловлено потерей в эксперименте Ливермора [28] значительного количества нейтронов из реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 1n)$, которое, в свою очередь, оказалось заниженным по сравнению с оцененным сечением на ~45%. Аналогичные выводы были сделаны при

исследовании соотношений сечений разных реакций на ядре ^{127}I [23].

Настоящая работа посвящена проведению детальных исследований причин наблюдаемых существенных расхождений между данными экспериментов, выполненных в Ливерморе и Сакле для ядер ^{75}As и ^{208}Pb , аналогичных тем, которые были выполнены ранее для ядер ^{181}Ta [13] и ^{127}I [23].

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЛЯ ЯДЕР ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta И ^{208}Pb

Исследования, выполненные для большого (~50) числа ядер [11–23], показали, что во многих случаях сечения парциальных реакций, полученные как в Сакле, так и Ливерморе, не удовлетворяют объективным физическим критериям достоверности данных, в качестве которых были предложены отношения (3). Так, например, в типичном случае обсуждаемого в настоящей работе ядра ^{208}Pb отношения $F_{1,2}$ (3), представленные на

Таблица 1. Отношения интегральных сечений $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}$ и $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$ полных и парциальных реакций для ядер ^{181}Ta [13] и ^{127}I [23], рассчитанные в областях энергий фотонов до порогов $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$

	^{181}Ta		^{127}I	
	$\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}} [13]/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}} [26]$	$\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}} [13]/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}} [28]$	$\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}} [23]/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}} [33]$	$\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}} [23]/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}} [34]$
(γ, xn)	1.00	1.24	0.99	1.20
(γ, sn)	0.96	1.30	1.00	1.25
$(\gamma, 1n)$	0.88	1.46	1.01	1.33
$(\gamma, 2n)$	1.16	1.05	0.94	0.98

рис. 4, очевидно, свидетельствуют о недостоверности экспериментальных данных, полученных в Ливерморе. В области энергий налетающих фотонов $\sim 18\text{--}23$ МэВ наблюдается много физически запрещенных отрицательных значений $F_1^{\text{эксп}}$, а в области энергий $\sim 23\text{--}28$ МэВ значений $F_1^{\text{эксп}}$, существенно отличающихся от $F_1^{\text{теор}}$. При этом в области энергий $\sim 18\text{--}28$ МэВ отношения $F_2^{\text{эксп}}$ имеют значения, существенно превышающие допустимое критериями достоверности (3) значение 0.50.

Как отмечалось выше, с использованием критериев достоверности данных в рамках экспериментально-теоретического метода (4) для большого числа ядер были оценены сечения парциальных и полных реакций, удовлетворяющие критериям достоверности [11–23]. Было установлено, что существенные расхождения новых оцененных сечений с экспериментальными данными обусловлены тем, что экспериментальные сечения содержат значительные систематические погрешности процедуры определения множественности фотонейтронов по их измеряемой кинетической энергии. Как отмечалось выше, такого рода расхождения должны иметь место в тех областях энергий фотонов, в которых парциальные реакции, прежде всего, $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, между собой конкурируют, т.е. для средних и тяжелых ядер — в области энергий налетающих фотонов, больших порога $B2n$. Наличие существенных расхождений в области меньших энергий свидетельствует о присутствии в экспериментальных данных систематических погрешностей иного рода, возможно обусловленных проблемами технического характера, влияющих на эффективность регистрации нейтронов различной мультипольности. В этой связи для ядер ^{75}As и ^{208}Pb выполнены детальные исследования соотношений экспериментальных и оцененных сечений разных фотонейтронных реакций, аналогичные тем, которые были выполнены ранее для ядер ^{181}Ta [13] и ^{127}I [23].

4.1. Ядра ^{181}Ta и ^{127}I

В случае ядра ^{181}Ta было установлено [13], что существенное (на 24%) занижение сечения реакции (γ, xn) , полученного в Ливерморе [28], по сравнению с оцененными данными и данными Сакле [26] обусловлено потерей в эксперименте [28] значительной части нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$, сечение которой занижено по сравнению с данными Сакле на 46% (табл. 1). Такой вывод был сделан на основании исследования того, как соотносятся между собой сечения всех обсуждаемых полных и парциальных реакций. С использованием данных об интегральных сечениях экспериментальных и оцененных парциальных и полных фотонейтронных реакций были проанализированы отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{С/Л}}^{\text{инт}}$ для каждой из них.

Из данных табл. 1 хорошо видно, что эти данные существенно различаются для сечений, полученных в Сакле и Ливерморе. В случае данных Сакле [26] рассчитанные отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}$ близки к 1 (1.00, 0.96, 0.88, 1.16), а относительно небольшие их различия соответствуют систематическим погрешностям идентификации нейтронов с разными множественностями в реакциях $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$.

В случае данных Ливермора [28] приведенные данные определенно свидетельствуют о наличии систематических погрешностей иного рода, поскольку отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$ для всех четырех обсуждаемых реакций на десятки процентов отличаются от 1 и существенно различаются между собой. Так, в области энергий до $E = 25.0$ МэВ сечения реакций $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ отличаются вкладами сечения $\sigma(\gamma, 1n)$:

– в сечении $\sigma(\gamma, xn)$ сечение $\sigma(\gamma, 1n)$ имеет некоторый вклад, определяемый тем, что к нему добавляются два сечения $\sigma(\gamma, 2n)$; отношение $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}} = 1.24$;

– в сечении $\sigma(\gamma, sn)$ вклад сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ возрастает, поскольку к нему добавляется лишь одно сечение $\sigma(\gamma, 2n)$; отношение $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}} = 1.30$;

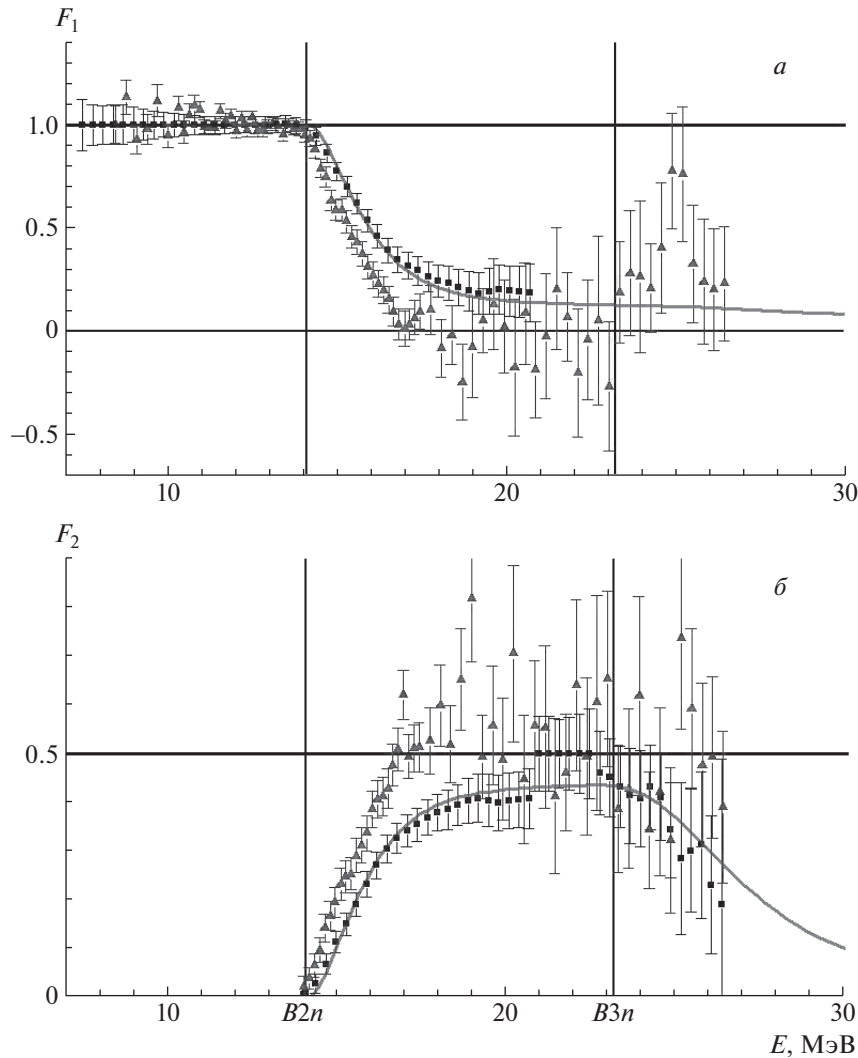


Рис. 4. Сравнение [13] экспериментальных переходных функций $F_i^{\text{эксп}}$, полученных по данным Сакле ([29], квадраты) и Ливермора ([30], треугольники) и для ядра ^{208}Pb , с результатами расчетов [24, 25] $F_i^{\text{теор}}$ (кривые): а — F_1 , б — F_2 .

— в самом сечении $\sigma(\gamma, 1n)$ его собственный вклад, естественно, максимален — 100%; отношение $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}} = 1.46$;

— в сечении $\sigma(\gamma, 2n)$ вклад сечения $\sigma(\gamma, 1n)$, естественно, отсутствует (0%); $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}} = 1.05$.

Таким образом, чем больше оказывается вклад сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ в сечениях других реакций, в которых этот вклад присутствует, тем больше экспериментальные сечения отличаются от оцененных сечений. В случае же отсутствия вклада сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ экспериментальное сечение $\sigma(\gamma, 2n)$ оказывается практически равным оцененному сечению. Это означает, что наблюдаемые расхождения сечений реакций $\sigma(\gamma, xn)$, $\sigma(\gamma, sn)$ и $\sigma(\gamma, 1n)$, полученных в Ливерморе [28], с оцененными сечениями обусловлены недостоверным (необоснованным, ошибочным) занижением именно сечения $\sigma(\gamma, 1n)$.

В связи с этим обстоятельством были сделаны выводы [13] о том, что значительное количество нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ на ядре ^{181}Ta в экспериментах Ливермора [28] было потеряно. Этот вывод дополнительно подтверждается тем обстоятельством, что в эксперименте [28] вообще не наблюдались нейтроны из реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 1n)$ в области энергий налетающих фотонов, превышающих ~ 17.5 МэВ. Причиной потери нейтронов могут быть определенные проблемы с эффективностью регистрации нейтронов разных энергий, в свою очередь обусловленные техническими проблемами сложной экспериментальной установки (большое количество газоразрядных счетчиков, размещенных в парафиновом замедлителе).

Аналогично ситуации для ядра ^{181}Ta выглядят (табл. 1) соответствующие соотношения между величинами сечений разных реакций в случае ядра

^{127}I [23]: по данным Сакле [33] — 0.99, 1.00, 1.01 и 0.94, по данным Ливермора [34] — 1.20, 1.25, 1.33 и 0.98. Это свидетельствует о том, что и в случае ядра ^{127}I в эксперименте Ливермора [34] заметное количество нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ также было потеряно.

4.2. Ядра ^{75}As и ^{208}Pb

В табл. 2 приведены интегральные сечения обсуждаемых в настоящей работе экспериментальных сечений фотонейтронных реакций для ядер ^{208}Pb [29, 30] и ^{75}As [31, 32] и сечений, оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода [13, 22]. Соответствующие оцененные сечения реакций (γ, sn) , $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядра ^{208}Pb в сравнении с экспериментальными данными представлены на рис. 5. Данные табл. 2 позволяют провести детальный анализ соотношений экспериментальных и оцененных значений интегральных сечений реакций (γ, xn) , (γ, sn) , $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядер ^{75}As и ^{208}Pb , аналогичный тому, который был выполнен ранее для ядер ^{181}Ta [13] и ^{127}I [23]. Данные о соответствующих отношениях интегральных сечений $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}$ и $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$, рассчитанных в областях энергий до порогов $B3n$ для каждого из ядер, приведены в табл. 3 и свидетельствуют о том, что для обоих обсуждаемых ядер ^{75}As и ^{208}Pb (аналогично тому, что выше было представлено для ядер ^{181}Ta и ^{127}I):

- отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}$, рассчитанные по данным, полученным в Сакле [29, 31], относительно близки к 1, а их изменения при переходах $(\gamma, xn) \rightarrow (\gamma, sn) \rightarrow (\gamma, 1n) \rightarrow (\gamma, 2n)$ не проявляют сколь-нибудь заметной систематики изменений (0.99, 1.00, 1.02 и 0.92 в случае ядра ^{75}As и 1.00, 0.99, 0.96 и 1.08 в случае ядра ^{208}Pb);

- отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$, рассчитанные по данным для реакций (γ, xn) , (γ, sn) и $(\gamma, 1n)$, полученным в Ливерморе [30, 32], имеют величины порядка нескольких десятков % и демонстрируют очевидные систематики возрастания (1.27 \rightarrow 1.30 \rightarrow 1.34 в случае ядра ^{75}As и 1.20 \rightarrow 1.30 \rightarrow 1.40 в случае ядра ^{208}Pb);

- отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$, рассчитанные по данным Ливермора [30, 32] для реакции $(\gamma, 2n)$, оказываются намного меньшими по сравнению с отношениями для реакции $(\gamma, 1n)$: соответственно 1.14 для ядра ^{75}As и 0.85 для ядра ^{208}Pb .

Данные, приведенные в табл. 1 и 3, позволяют относительно сечений реакций, полученных в Ливерморе для ядер ^{75}As [32] и ^{208}Pb [30], сделать вывод, аналогичный тому, который был сделан

ранее для ядер ^{181}Ta [28] и ^{127}I [34]. Обнаруженные систематические расхождения сечений реакций (γ, xn) , (γ, sn) и $(\gamma, 1n)$, очевидно, свидетельствуют о том, что они обусловлены недостоверным (необоснованным, ошибочным) занижением сечения реакции $(\gamma, 1n)$, значительное количество нейтронов из которой было потеряно. Следовательно, данные экспериментов Ливермора для ядер ^{75}As [32] и ^{208}Pb [30], также как для ядер ^{127}I [34] и ^{181}Ta [28] не являются достоверными.

4.3. Особенности расхождений экспериментальных и оцененных сечений реакций $(\gamma, 2n)$ для ядер ^{75}As и ^{208}Pb

Следует отметить, что в случаях ядер ^{127}I и ^{181}Ta отношения $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}(\gamma, 2n)$ оказываются весьма небольшими: экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ в случае ядра ^{181}Ta имеет величину лишь на 5% меньше, а в случае ядра ^{127}I — лишь на 2% больше соответствующих величин оцененных сечений. Это означает, что сечения реакции $(\gamma, 2n)$ для этих двух ядер были определены в Ливерморе вполне достоверно, а недостоверные величины сечений полных реакций (γ, xn) , (γ, sn) и парциальной реакции $(\gamma, 1n)$ обусловлены потерей значительного количества нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$.

При этом экспериментальные сечения реакции $(\gamma, 2n)$, полученные в Ливерморе для ядер ^{75}As [32] и ^{208}Pb [30], отличаются от оцененных данных более заметно. Данные, приведенные в табл. 3, свидетельствуют о том, что в случае ядра ^{75}As сечение $\sigma(\gamma, 2n)$ оказывается на 14% заниженным, а в случае ядра ^{208}Pb , напротив, на 15% завышенным по сравнению с оцененными сечениями [22, 13]. Таким образом, в случае ядра ^{75}As заниженными по сравнению с оцененными сечениями оказываются сечения обеих парциальных реакций, соответственно $(\gamma, 1n)$ на 34% и $(\gamma, 2n)$ на 14%. При этом отношения интегральных сечений для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученных в Сакле и Ливерморе, практически совпадают — $\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}(1n) \approx \sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}(2n) \approx 1.22$ (рис. 1 и табл. 2). Это означает, что нейтроны были потеряны не только в реакции $(\gamma, 1n)$, но и в реакции $(\gamma, 2n)$. В совокупности это значит, что расхождение данных Ливермора с оцененными данными (как и с данными Сакле) в случае ядра ^{75}As обусловлено существенной погрешностью абсолютной нормировки результатов эксперимента [32]. Об этом свидетельствуют и данные табл. 2: приведенные отношения $\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}[31]/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}[32]$ для всех исследуемых реакций близки (1.26–1.29). Следует отметить, что

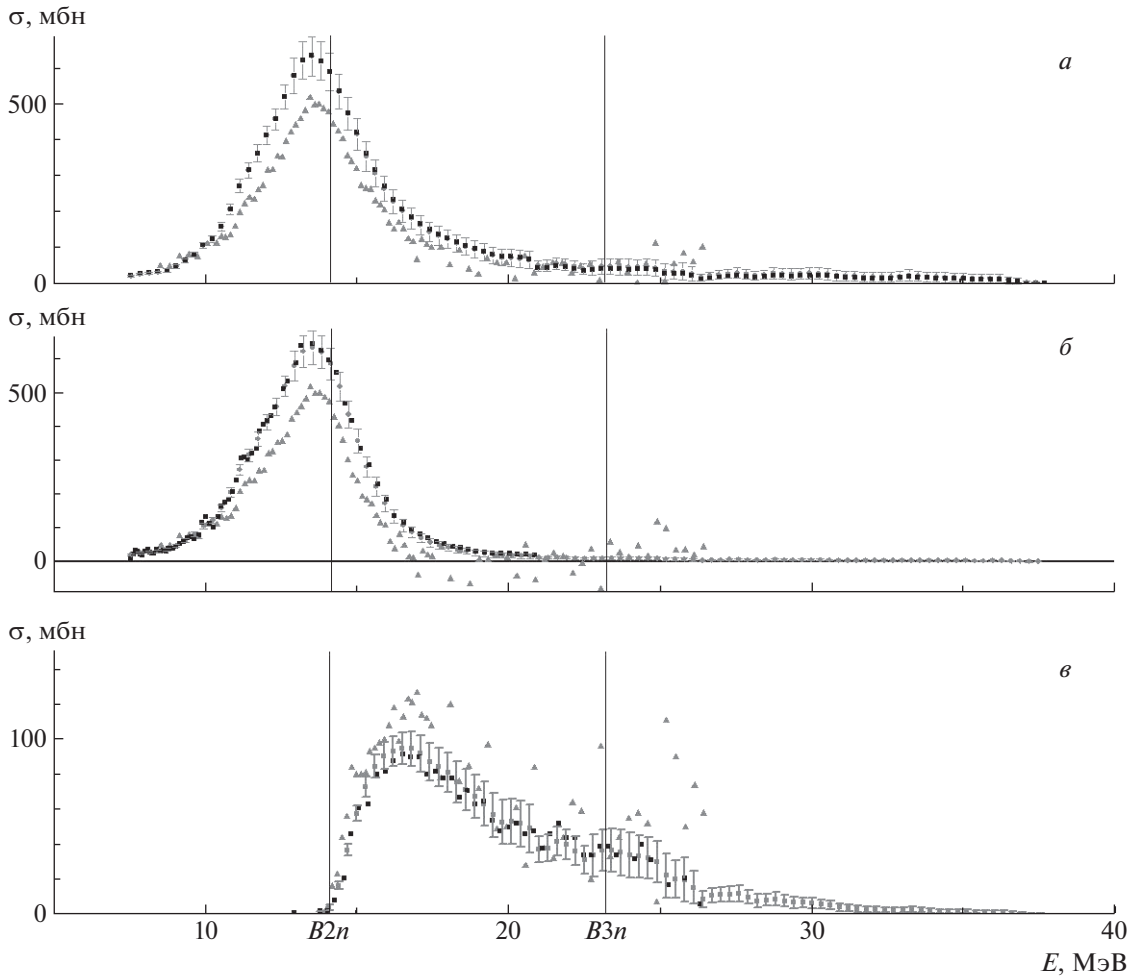


Рис. 5. Оцененные (кружки) [13] и экспериментальные (Сакле [29] — квадраты и Ливермор [30] — треугольники) сечения реакций на ядре ^{208}Pb : *a* — (γ, sn) , *б* — $(\gamma, 1n)$, *в* — $(\gamma, 2n)$.

на основании результатов специального исследования причин обсуждаемых расхождений авторами экспериментов в Ливерморе утверждалось [10], что обсуждаемые расхождения могут быть обусловлены погрешностями процедур, использованных как для определения потока налетающих фотонов, так и эффективности детектора: “Therefore, this comparison implies an error either in the photon flux determination or in the neutron detection efficiency or in both.”

Завышение на 15% экспериментального сечения реакции $(\gamma, 2n)$ по отношению к оцененному сечению для ядра ^{208}Pb подобного простого объяснения не допускает. Об этом же наглядно свидетельствуют (рис. 4) отношения $F_2^{\text{эксп}}$, значения которых в области энергий фотонов $\approx 16.5\text{--}23.0$ МэВ намного превышают не только рассчитанные теоретически значения $F_2^{\text{теор}}$, но и объективный физический предел достоверности данных 0.50. Это означает, что в сечение реакции $(\gamma, 2n)$

было недостоверно (необоснованно, ошибочно) добавлено значительное количество нейтронов из других источников. В рассматриваемой области энергий налетающих фотонов такими источниками могут быть только реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 1n1p)$. Поскольку согласно результатам расчетов сечений различных фотоядерных реакций на ядре ^{208}Pb в рамках КМФЯР [24, 25] сечение реакции $(\gamma, 1n1p)$ в области энергий $\approx 16.5\text{--}23.0$ МэВ практически равно 0, единственным источником избыточных нейтронов в реакции $(\gamma, 2n)$ могут быть лишь недостоверно (ошибочно) интерпретированные нейтроны из реакции $(\gamma, 1n)$. Таким образом, установленное существенное (40%) недостоверное занижение сечения реакции $(\gamma, 1n)$ в сочетании с заметным (15%) недостоверным завышением сечения реакции $(\gamma, 2n)$ свидетельствует о проявлении в случае ядра ^{208}Pb систематических погрешностей обоих типов. Значительное количество нейтронов было изъято из канала “1n” в связи с не только недостоверной интерпретацией их как нейтронов из канала

Таблица 2. Сравнение оцененных и экспериментальных интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ (в МэВ мбн) фотонейтронных реакций для ядер ^{75}As и ^{208}Pb в области энергий до порогов $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$

Реакция	$^{75}\text{As} (E^{\text{инт}} = B3n = 26.20 \text{ МэВ})$		
	Эксперимент [31]	Эксперимент [32]	Оценка [22]
(γ, xn)	1308.77 ± 6.61	1018.07 ± 3.39	1290.68 ± 12.04
(γ, sn)	1091.25 ± 6.61	841.44 ± 4.1	1090.40 ± 11.57
$(\gamma, 1n)$	873.82 ± 5.60	666.33 ± 3.73	890.14 ± 10.98
$(\gamma, 2n)$	217.43 ± 3.51	175.10 ± 1.70	200.27 ± 3.66
Реакция	$^{208}\text{Pb} (E^{\text{инт}} = B3n = 23.20 \text{ МэВ})$		
	Эксперимент [29]	Эксперимент [30]	Оценка [13]
(γ, xn)	3820.8 ± 41.6	3186.7 ± 47.5	3820.8 ± 41.6
(γ, sn)	3299.4 ± 29.3	2508.2 ± 36.9	3270.9 ± 16.4
$(\gamma, 1n)$	2817.1 ± 41.6	1922.0 ± 57.9	2699.6 ± 13.2
$(\gamma, 2n)$	530.0 ± 18.2	670.9 ± 32.0	571.2 ± 7.7

Таблица 3. Сравнение отношений $\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{С}}$ и $\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{Л}}$ интегральных сечений оцененных и экспериментальных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядрах ^{75}As , ^{127}I и ^{208}Pb , рассчитанных до порогов $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$

	^{75}As		^{208}Pb	
	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}} [22]/\sigma^{\text{инт}}_{\text{С}} [31]$	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}} [22]/\sigma^{\text{инт}}_{\text{Л}} [32]$	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}} [13]/\sigma^{\text{инт}}_{\text{С}} [29]$	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}} [13]/\sigma^{\text{инт}}_{\text{Л}} [30]$
(γ, xn)	0.99	1.27	1.00	1.20
(γ, sn)	1.00	1.30	0.99	1.30
$(\gamma, 1n)$	1.02	1.34	0.96	1.40
$(\gamma, 2n)$	0.92	1.14	1.08	0.85

“2n”, но и с потерей нейтронов из канала “1n”, обусловленной техническими проблемами детектирования.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью исследования причин существенных систематических погрешностей экспериментальных сечений парциальных фотонейтронных реакций на ядрах ^{75}As [31, 32] и ^{208}Pb [29, 30], полученных на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности, детально проанализированы соотношения между экспериментальными сечениями реакций (γ, xn) , (γ, sn) , $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ и сечениями, оцененными с помощью экспериментально-теоретического метода [13, 22]. Обнаружено, что в случаях обоих исследованных в настоящей работе ядер ^{75}As и ^{208}Pb между обсуждаемыми сечениями реакций присутствуют

характерные расхождения, аналогичные тем, которые ранее были обнаружены для ядер ^{181}Ta [13] и ^{127}I [23].

Выполненный анализ данных по сечениям реакций (γ, xn) , (γ, sn) , $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ свидетельствует о том, что результаты экспериментов Сакле для ядер ^{75}As [31] и ^{208}Pb [29] и оценки с помощью экспериментально-теоретического метода (соответственно, [22] и [13]) весьма близки. Наблюдаются небольшие расхождения, обусловленные погрешностями процедуры определения множественности нейтронов по их измеряемой энергии.

При этом установлено, что в случаях данных Ливермора для ядер ^{75}As [32] и ^{208}Pb [30] наблюдаются весьма характерные соотношения между экспериментальными и оцененными интегральными сечениями обсуждаемых реакций. Чем больше оказывается вклад простой реакции $(\gamma, 1n)$ в сечение более сложной реакции, тем больше (на

несколько десятков процентов) расходятся между собой экспериментальные и оцененные сечения. В случае самой реакции ($\gamma, 1n$) расхождения достигают максимальных величин. При этом в случае реакции ($\gamma, 2n$), в которой вклад реакции ($\gamma, 1n$), естественно, отсутствует, расхождения между данными Ливермора и оцененными сечениями уменьшаются до величин порядка нескольких процентов.

Обнаружено, что ситуации для ядер ^{75}As и ^{208}Pb оказываются аналогичными ситуациям для ядер ^{127}I и ^{181}Ta , исследованных ранее [13, 23]. Делается вывод о том, что полученные в Ливерморе сечения полных и парциальных реакций для ядер ^{75}As [32] и ^{208}Pb [30], так же, как и для ядер ^{127}I [34] и ^{181}Ta [28], определенно не являются достоверными вследствие потери значительного количества нейтронов из реакции ($\gamma, 1n$).

При этом показано, что в случае ядра ^{75}As [32] потеря нейтронов из реакции ($\gamma, 1n$) сопровождается потерей нейтронов и из реакции ($\gamma, 2n$), что в совокупности означает присутствие для этого ядра погрешностей абсолютной нормировки экспериментальных данных, обусловленных техническими проблемами детектирования нейтронов в канале “ $1n$ ”.

В случае ядра ^{208}Pb [30] обнаружено как существенное недостоверное занижение сечения реакции ($\gamma, 1n$), так и несоответствующее критериям достоверности данных завышение сечения реакции ($\gamma, 2n$). Это означает, что частично нейтроны из реакции ($\gamma, 1n$) были ошибочно интерпретированы как образующиеся в реакции ($\gamma, 2n$), а частично потеряны.

Таким образом, показано, что полученные в Ливерморе экспериментальные данные для ядер ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta и ^{208}Pb [28, 30, 32, 34], определенно не являются достоверными и не должны использоваться в оценках основных параметров ГДР.

Проведенные исследования свидетельствуют о том, что проблема систематических расхождений экспериментальных сечений парциальных и полных фотонейтронных реакций, полученных в разных экспериментах, является комплексной и носит индивидуальный характер, поскольку для разных ядер наблюдаемые расхождения проявляются по-разному, имеют разные причины и требуют отдельных подходов к анализу и интерпретации.

Исследования выполнены в Центре данных фотоядерных экспериментов (Отдел электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер) Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова.

Авторы выражают благодарность В. Н. Орлину за проведение необходимых теоретических расчетов и помощь в обсуждении данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables **38**, 199 (1988).
2. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1999).
3. Международная база данных по ядерным реакциям Центра данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ “Nuclear Reaction Database (EXFOR)”, <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>
4. International Atomic Energy Agency Nuclear Data Section, Database “Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)”, <http://www-nds.iaea.org/exfor>
5. USA National Nuclear Data Center, Database “CSISRS and EXFOR Nuclear Reaction Experimental Data”, <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>
6. B. L. Berman and S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47**, 713 (1975).
7. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, *Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами* (Изд-во Моск. ун-та, 1979).
8. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, ВАНТ. Сер. Ядерные константы **1–2**, 48 (2003).
9. E. Wolyneec and M. N. Martins, Rev. Bras. Fis. **17**, 56 (1987).
10. 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).
11. 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)].
12. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **75**, 1414 (2012) [Phys. At. Nucl. **75**, 1339 (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. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 678 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 634 (2015)].
15. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 797 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 746 (2015)].
16. 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)].
17. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, ЯФ **79**, 315 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 501 (2016)].
18. 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).
19. V. Varlamov, B. Ishkhanov, and V. Orlin, Phys. Rev. C **96**, 044606 (2017).
20. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **80**, 632 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 1106 (2017)].

21. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 744 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **81**, 670 (2017)].
22. V. Varlamov, A. Davydov, V. Kaidarova, and V. Orlin, Phys. Rev. C **99**, 024608 (2019).
23. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, Amer. J. Phys. Appl. **8**, 64 (2020).
24. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
25. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 493 (2008)].
26. R. Bergere, H. Beil, and A. Veysiere, Nucl. Phys. A **121**, 463 (1968).
27. R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **133**, B869 (1964).
28. R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, G. F. Auchampaugh, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **129**, 2723 (1963).
29. A. Veysiere, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, and A. Lepretre, Nucl. Phys. A **159**, 561 (1970).
30. R. R. Harvey, J. T. Caldwell, R. L. Bramblett, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **136**, B126 (1964).
31. P. Carlos, H. Beil, R. Bergère, J. Fagot, A. Leprêtre, A. Veysière, and G. V. Solodukhov, Nucl. Phys. A **258**, 365 (1976).
32. B. L. Berman, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, H. S. Davis, M. A. Kelly, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **177**, 1745 (1969).
33. R. Bergere, H. Beil, P. Carlos, and A. Veysiere, Nucl. Phys. A **133**, 417 (1969).
34. R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, B. L. Berman, R. R. Harvey, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **148**, 1198 (1966).

THE PHYSICAL CRITERIA OF RELIABILITY AND FEATURES OF DATA ON PHOTODISINTEGRATION OF ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta , AND ^{208}Pb

V. V. Varlamov¹⁾, A. I. Davydov²⁾

¹⁾ *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia*

²⁾ *Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Russia*

The well-known problem of significant systematic disagreements between cross sections of partial photoneutron reactions obtained using beams of quasimonoenergetic annihilation photons and the neutron multiplicity sorting method at Saclay (France) and Livermore (USA) is investigated in detail using objective physical criteria of data reliability for ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta , and ^{208}Pb . In the cases of three last nuclei mentioned the ratios of integrated cross sections for reactions $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$, are significantly different but in the case of ^{75}As they are practically identical. At the same time in the cases of all four nuclei the neutron yield $(\gamma, xn) = (\gamma, 1n) + 2(\gamma, 2n) + 3(\gamma, 3n)$ cross sections obtained at Saclay and Livermore are significantly different at photon energies before the thresholds of $(\gamma, 2n)$ reaction where the problem of neutron multiplicity sorting does not exist. Experimental data on partial and total photoneutron reaction's cross sections for ^{75}As , ^{127}I , ^{181}Ta , and ^{208}Pb are compared with new cross sections evaluated in the framework of the experimental–theoretical method using objective physical criteria of reliability. It was found that disagreements of tens percent between the cross sections of reactions (γ, xn) , $(\gamma, sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n)$ and $(\gamma, 1n)$ obtained at Livermore are connected directly with the contributions into those reactions of reaction $(\gamma, 1n)$. It was shown that the reason of those disagreements is not reasonable and not reliable underestimation of $(\gamma, 1n)$ reaction value because of not only unreliable identification of many neutrons from this reaction as neutrons from reaction $(\gamma, 2n)$ but also because of loss of many neutrons from the reaction $(\gamma, 1n)$.