

НОВЫЕ ДАННЫЕ ПО СЕЧЕНИЯМ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{76,78,80,82}\text{Se}$

© 2019 г. В. В. Варламов^{1)*}, А. И. Давыдов²⁾, Б. С. Ишханов^{1),2)}

Поступила в редакцию 16.05.2018 г.; после доработки 23.05.2018 г.; принята к публикации 23.05.2018 г.

С использованием объективных физических критериев рассматривается проблема достоверности сечений парциальных фотонейтронных реакций на ядрах $^{76,78,80,82}\text{Se}$, полученных на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности. Показано, что вследствие присутствия значительных систематических погрешностей экспериментальные данные по сечениям реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ не являются достоверными. Новые данные для сечений парциальных реакций для ядер $^{76,78,82}\text{Se}$, удовлетворяющие критериям достоверности, получены в рамках экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций и сравниваются с экспериментальными данными и данными, оцененными ранее для изотопа ^{80}Se . Оцененные интегральные сечения полной фотонейтронной реакции для ядер $^{76,78,80,82}\text{Se}$ сравниваются с предсказаниями классического дипольного правила сумм Томаса–Рейче–Куна.

DOI: 10.1134/S0044002719010197

1. ВВЕДЕНИЕ

Сечения фотонейтронных реакций с различным числом вылетающих частиц, прежде всего $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 1n1p)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, широко используются в фундаментальных ядерно-физических исследованиях, а также в разнообразных приложениях в таких областях, как ядерная физика, астрофизика, геология, химия, медицина и др. [1–3]. Большинство таких данных получено с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов в Лоуренсовской Ливерморской лаборатории (Калифорния, США) и в Центре исследований по атомной энергии (Сакле, Франция) [1, 2, 4].

Для сечений реакций $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$ на 19 ядрах от ^{51}V до ^{232}Th , исследованных в обеих лабораториях, обнаружены [5–7] существенные систематические расхождения. Установлено, что, как правило, сечения реакции $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ имеют большие (на ~60–100%) величины в Сакле, а реакции $(\gamma, 2n)$ — напротив, в Ливерморе. Для упомянутых ядер среднее значение отношений интегральных сечений реакций, полученных в Сакле и Ливерморе, составляет 1.08 в случае реакции

$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ и 0.84 в случае реакции $(\gamma, 2n)$. В то же время среднее расхождение между сечениями реакции выхода нейтронов

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

оказывается ~10%. Это означает, что в сечениях парциальных реакций присутствуют существенные систематические погрешности, обусловленные определенными недостатками использованного в экспериментах метода разделения фотонейтронов по множественности.

С целью определения того, какие именно данные являются достоверными, был предложен экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций [8]. При его использовании экспериментальное сечение реакции выхода нейтронов (1), не зависящее от проблем разделения нейтронов по множественности, поскольку учитывает все испускаемые в реакции нейтроны, разделяется на вклады парциальных реакций

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

с использованием переходных функций множественности нейтронов

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

рассчитываемых в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [9, 10]. Предравновесная экситонная модель основывается на использовании плотностей уровней ядра, рассчитанных в модели ферми-газа. Она учитывает

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

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

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

влияние на процессы формирования и распада гигантского дипольного резонанса (ГДР) эффектов, обусловленных деформацией ядра и изоспиновым расщеплением ГДР. Модель успешно описывает экспериментальные данные по сечениям реакции выхода нейтронов для большого числа средних и тяжелых ядер и позволяет рассчитать сечения парциальных реакций безотносительно проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности.

Отношения $F_i^{\text{теор}}$ (3) рассчитывались для парциальных реакций (γ, in) с определенной множественностью нейтронов $i = 1, 2, 3, \dots$. Было показано, что аналогичные экспериментальные отношения, полученные для определенной реакции, могут быть использованы в качестве объективных физических критериев достоверности данных [8]. Согласно определению (3) таких отношений они ни при каких физических условиях не должны превышать пределов 1.00, 0.50, 0.33 и т.д. соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$. Превышение отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ приведенных предельных значений означает, что разделение нейтронов между парциальными реакциями было выполнено в эксперименте со значительными систематическими погрешностями, а следовательно, полученные сечения реакций не являются достоверными.

К сформулированным таким образом критериям достоверности следует добавить, что, поскольку все члены отношений F_i являются сечениями реакций, физически достоверные F_i должны иметь положительные значения.

Для большого количества средних и тяжелых ядер ($^{63,65}\text{Cu}$, ^{80}Se , $^{91,94}\text{Zr}$, ^{115}In , $^{112-124}\text{Sn}$, ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{159}Tb , ^{181}Ta , $^{186-192}\text{Os}$, ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{209}Bi и ряда других) было показано [6–8, 11–16], что во многих случаях экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций не удовлетворяют предложенным физическим критериям достоверности данных. В них наблюдается большое количество физически запрещенных отрицательных значений сечений различных реакций, прежде всего реакции $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ и/или значений реакций (γ, in) , для которых значения $F_i^{\text{эксп}}$ превышают упомянутые ранее верхние пределы.

Было показано, что основной причиной заметных расхождений между сечениями парциальных реакций, полученных в Ливерморе и Сакле, является различие процедур, использованных для подсчета событий с одним и двумя нейтронами.

Новые оцененные данные для ядер ^{181}Ta [12] и ^{209}Bi [16] детально сравнивались [17, 18] с результатами измерений выходов соответствующих реакций, выполненных на пучке 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 конечном состоянии ядрах. Отношения сечений реакций $(\gamma, xn; x = 1-6)$ на ядрах ^{181}Ta и ^{209}Bi были получены при совместном использовании измеренных выходов реакций и расчетов в рамках КМФЯР. 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. Такой вывод подтверждается детальным сравнением [19] оцененных данных по сечениям реакций $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядра ^{197}Au и экспериментальных данных, полученных с помощью активационного метода на пучке тормозного γ -излучения [20]. Такое сравнение позволяет добавить к объективным физическим критериям достоверности данных по сечениям парциальных реакций положение о том, что заметные расхождения между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ также могут свидетельствовать о недостоверности экспериментальных данных.

Таким образом, критерии достоверности данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций могут быть сформулированы в общем виде:

- 1) отношения $F_i^{\text{эксп}}$ не должны иметь значений, превышающих верхние пределы, отмеченные выше;
- 2) $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, in)$ и соответствующие $F_i^{\text{эксп}}$ не должны содержать отрицательных значений;
- 3) расхождения между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ не должны быть существенными.

Ранее [15] было показано, что экспериментальные данные по сечениям обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядра ^{80}Se [21] не являются достоверными. В области энергий, больших ~ 24 МэВ, для первой из них наблюдаются отрицательные значения сечения, а для второй — значения сечения, для которых $F_2 > 0.50$. Оцененные данные сравнивались с экспериментальными, и было показано, что основной причиной расхождений является необоснованное (ошибочное) перераспределение заметного количества нейтронов между обеими парциальными реакциями.

Настоящая работа посвящена исследованию достоверности экспериментальных сечений [21] парциальных фотонейтронных реакций на изотопах $^{76,78,82}\text{Se}$.

2. АНАЛИЗ ДОСТОВЕРНОСТИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ С ПОМОЩЬЮ ОБЪЕКТИВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ КРИТЕРИЕВ

Как отмечалось выше, в качестве объективных физических критериев достоверности данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций были предложены [8] отношения сечений конкретных парциальных реакций к сечению реакции выхода нейтронов:

$$F_i^{\text{эксп}} = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, in) / [\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n1p) + 2\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) + 3\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 3n) + \dots]. \quad (4)$$

В работах [6–8, 11–16] с помощью предложенных критериев достоверности показано, что экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций, полученные для большого числа средних и тяжелых ядер ($^{63,65}\text{Cu}$, ^{80}Se , $^{91,94}\text{Zr}$, ^{115}In , $^{112-124}\text{Sn}$, ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{159}Tb , ^{181}Ta , $^{186-192}\text{Os}$, ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{209}Bi) при использовании метода разделения нейтронов по множественности, не являются достоверными. Во многих областях энергий фотонов наблюдаются отрицательные значения отношений $F_1^{\text{эксп}}$ и/или также отрицательные значения $F_2^{\text{эксп}}$ или, напротив, значения $F_2^{\text{эксп}}$, превышающие физически допустимый предел 0.50, и/или отрицательные или, напротив, превышающие физически допустимый предел 0.33 значения отношения $F_3^{\text{эксп}}$.

Случай данных для изотопа ^{80}Se , исследованный ранее [15], является достаточно типичным. Было установлено, что в области энергий, больших порога $B2n = 16.9$ МэВ реакции $^{80}\text{Se}(\gamma, 2n)^{78}\text{Se}$, отношения $F_1^{\text{эксп}}$ имеют значения, заметно меньшие значений отношений $F_1^{\text{теор}}$, а отношения $F_2^{\text{эксп}}$, напротив — заметно большие значений $F_2^{\text{теор}}$. К тому же в области энергий $\sim 24-28$ МэВ наблюдается большое количество отрицательных значений отношений $F_1^{\text{эксп}}$ и значений отношения $F_2^{\text{эксп}}$, превышающих физически допустимый предел 0.50.

На рис. 1–3 представлены сравнения отношений $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ и $F_{1,2}^{\text{теор}}$, полученных по экспериментальным данным [21] для изотопов $^{76,78,82}\text{Se}$.

На рис. 1–3 штриховыми кривыми представлены результаты расчетов, полученные без учета вкладов реакции $(\gamma, 1n1p)$. Видно, что вкладами данной реакции можно пренебречь. В этой связи далее везде для реакции с вылетом одного нейтрона будет использоваться обозначение $(\gamma, 1n)$.

Хорошо видно, что относительно достоверности экспериментальных данных для изотопов $^{76,78,82}\text{Se}$

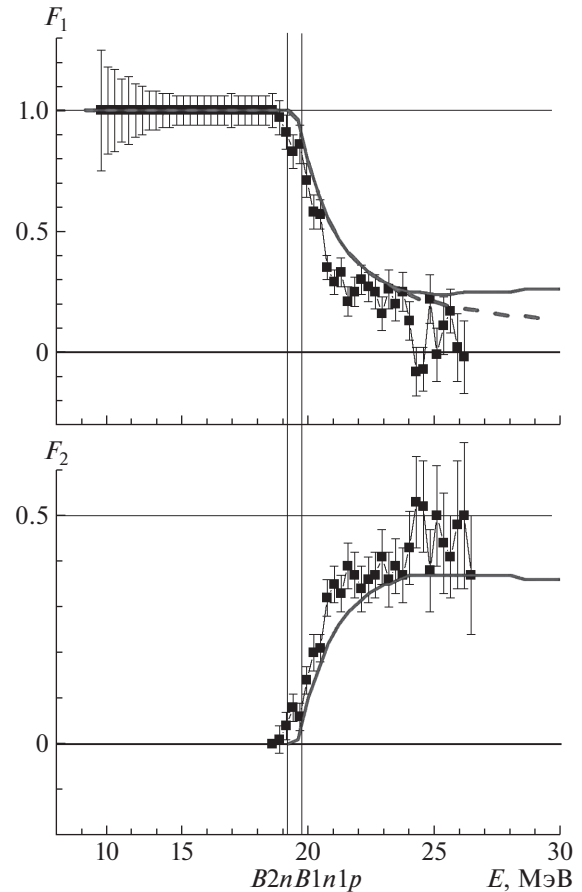


Рис. 1. Отношения $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{эксп}}$, полученные для изотопа ^{76}Se с использованием экспериментальных данных Сакле [21] (■), в сравнении с результатами расчетов $F_1^{\text{теор}}$ и $F_2^{\text{теор}}$ [10, 11] (сплошные кривые). Штриховые кривые — результаты, полученные без учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$.

так же, как это было сделано ранее [15] относительно данных для изотопа ^{80}Se , могут быть высказаны серьезные сомнения. Для всех трех изотопов $^{76,78,82}\text{Se}$ наблюдаются:

заметные расхождения значений $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$; по сравнению с ситуацией для изотопа ^{80}Se они оказываются меньше в случае изотопов $^{76,82}\text{Se}$, однако больше в случае изотопа ^{78}Se ;

четкие корреляции заниженных данных по реакции $(\gamma, 1n)$ и завышенных данных по реакции $(\gamma, 2n)$.

Дополнительно может быть отмечено весьма странное поведение энергетических зависимостей $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{эксп}}$ для ядра ^{82}Se в области энергий, больших ~ 21 МэВ: отношения $F_1^{\text{эксп}}$ имеют значения, заметно меньшие значений $F_1^{\text{теор}}$, тогда как $F_2^{\text{эксп}}$, напротив, — заметно большие $F_2^{\text{теор}}$.

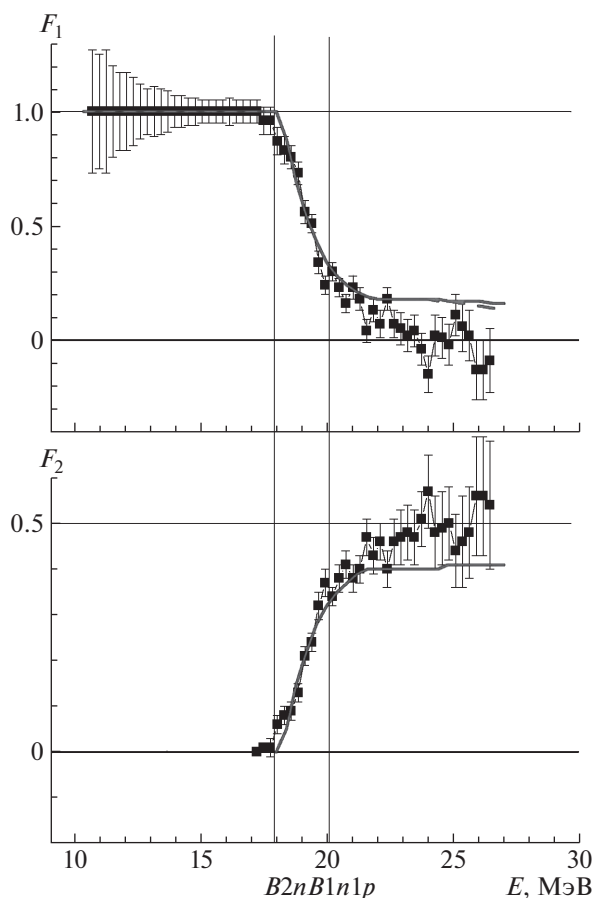


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для изотопа ^{78}Se .

Таким образом, данные, представленные на рис. 1–3, свидетельствуют о том, что достоверность сечений обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученных [21] для всех обсуждаемых изотопов $^{76,78,80,82}\text{Se}$, вызывает серьезные сомнения. Они обусловлены определенными недостатками экспериментального метода [21] разделения нейтронов по множественности, основанного на измерении энергии нейтронов. В работах [17, 22–24] в рамках КМФЯР были рассчитаны энергетические спектры фотонейтронов из ядер ^{116}Sn , ^{141}Pr , ^{181}Ta , ^{186}W , ^{208}Pb , ^{209}Bi и было показано, что близость величин энергии нейтронов из реакций с различной множественностью существенно осложняет процедуру определения множественности нейтронов по их энергии, делая ее неоднозначной.

Следует отметить, что энергетические зависимости отношений $F_{1,2}^{\text{эксп}}$, полученные для изотопов $^{76,78,80,82}\text{Se}$ по экспериментальным данным [21], существенно отличаются от аналогичных зависимостей, полученных для многих других ядер по данным Сакле. Ранее было установлено [6–8, 11–16], что, как правило, сечения реакции $(\gamma, 1n)$, по-

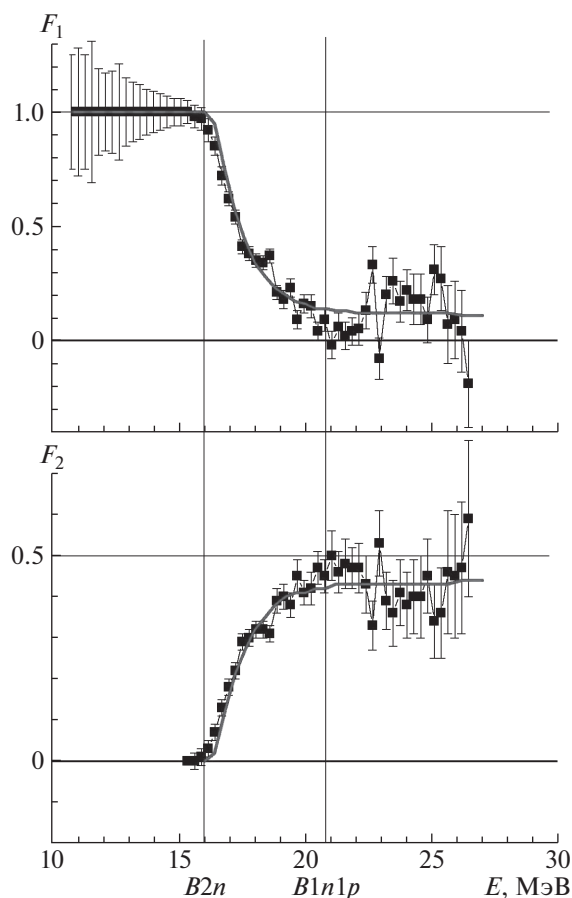


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но для изотопа ^{82}Se . Штриховая и сплошная кривые практически совпадают.

лученные в Ливерморе, оказываются неоправданно заниженными (вплоть до появления в них, а также в отношениях $F_1^{\text{эксп}}$ во многих случаях физически запрещенных отрицательных значений). В то же время сечения реакции $(\gamma, 1n)$, полученные в Сакле, во многих исследованных случаях оказывались неоправданно завышенными, вследствие чего отрицательные значения в них не наблюдались. В тех случаях, когда отношения $F_1^{\text{эксп}}$ (Ливермор) попадали в область отрицательных значений, $F_1^{\text{эксп}}$ (Сакле) оставались в области положительных значений. До случая с изотопами $^{76,78,80,82}\text{Se}$ отрицательных значений отношений $F_1^{\text{эксп}}$ (Сакле), столь типичных для отношений $F_1^{\text{эксп}}$ (Ливермор), не наблюдалось.

3. НОВЫЕ ДОСТОВЕРНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ, ОЦЕНЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА

С целью преодоления проблем с недостоверностью экспериментальных сечений парциальных

реакций и получения достоверных данных для многих ядер, упомянутых выше, был использован экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций, не зависящих от систематических погрешностей экспериментального метода разделения фотонейтронов по множественности [6–8, 11–17, 22–24]. Ранее этот метод оценки был использован [15] для получения новых данных по сечениям фотонейтронных реакций на ядре ^{80}Se [21]. Было обнаружено, что достоверность экспериментальных данных, полученных для этого ядра, может быть подвергнута серьезным сомнениям.

Оценка сечений реакций различной множественности ($i = 1, 2, 3, \dots$) для изотопов $^{76,78,82}\text{Se}$ проводилась в соответствии с соотношениями (2), в которых использовались экспериментальные [21] сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ и отношения $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанные в рамках КМФЯР [10, 11]. Такой метод оценки означает, что соотношения сечений парциальных реакций устанавливаются в соответствии с уравнениями модели, а их соответствующая сумма

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn) = \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n) + \quad (5) \\ + 2\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n) + 3\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 3n)$$

совпадает с экспериментальным сечением реакции выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, не зависящим от проблем разделения нейтронов по множественности, поскольку оно включает в себя вклады от всех реализующихся реакций. Сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ и полной фотонейтронной реакции

$$\sigma(\gamma, Sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n), \quad (6)$$

оцененные для изотопов $^{76,78,82}\text{Se}$, представлены на рис. 4–6.

По аналогии с тем, что было сделано ранее [15] для изотопа ^{80}Se , для изотопов $^{76,78,82}\text{Se}$ перед использованием в процедуре оценки (2) рассчитанные в рамках КМФЯР сечения реакции выхода нейтронов $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ были слегка скорректированы с целью достижения наилучшего согласия с соответствующими экспериментальными сечениями $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$. Использовались данные по интегральным сечениям и энергетическим центрам тяжести сравниваемых сечений, рассчитанные для различных областей энергий налетающих фотонов. Для ^{76}Se $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ было умножено на коэффициент 1.090, для ^{78}Se — умножено на коэффициент 1.069 и сдвинуто к большим энергиям на величину 0.020 МэВ, для ^{82}Se — умножено на коэффициент 0.890 и сдвинуто к большим энергиям на величину 0.080 МэВ.

Следует отметить, что для исследованных в настоящей работе изотопов $^{76,78,82}\text{Se}$ аналогично

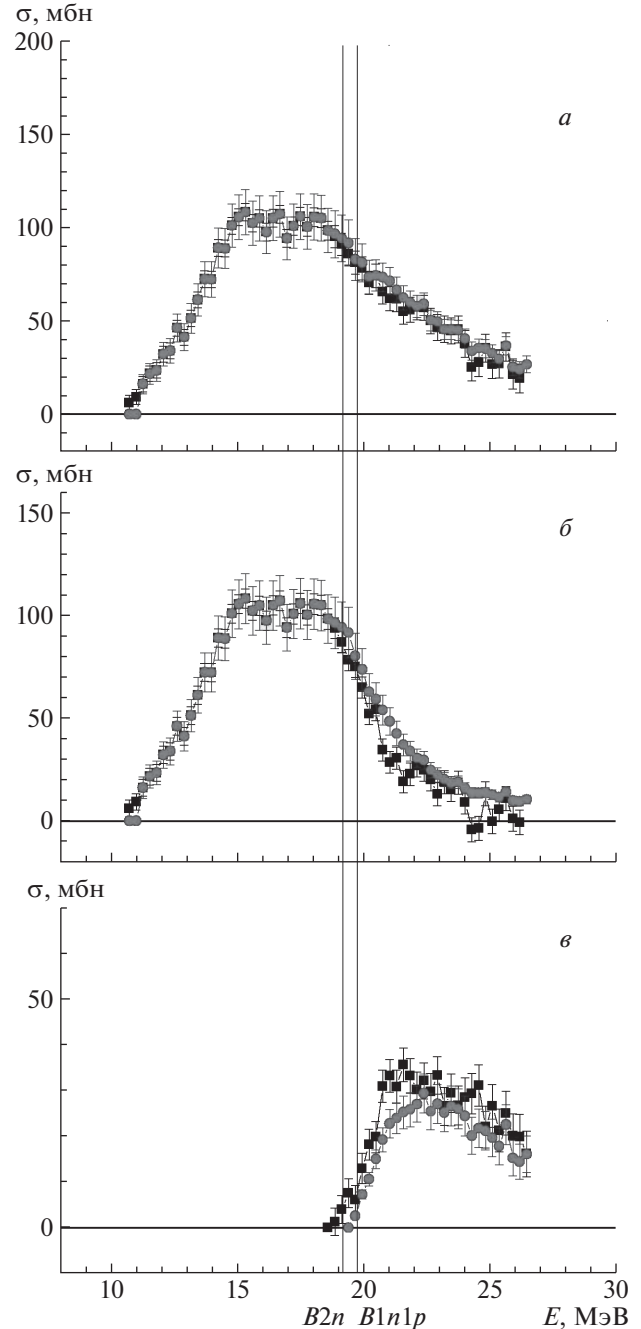


Рис. 4. Сравнение оцененных (●) и экспериментальных [21] (■) сечений реакций на изотопе ^{76}Se : а — $\sigma(\gamma, Sn)$, б — $\sigma(\gamma, 1n)$, в — $\sigma(\gamma, 2n)$.

тому, что наблюдалось ранее для изотопа ^{80}Se [15], в области энергий налетающих фотонов, меньших соответствующих порогов $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$, сечения обсуждаемых реакций близки (практически совпадают). Однако при больших энергиях наблюдаются существенные и разнонаправленные для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ расхождения (соответствующие интегральные сечения представлены в

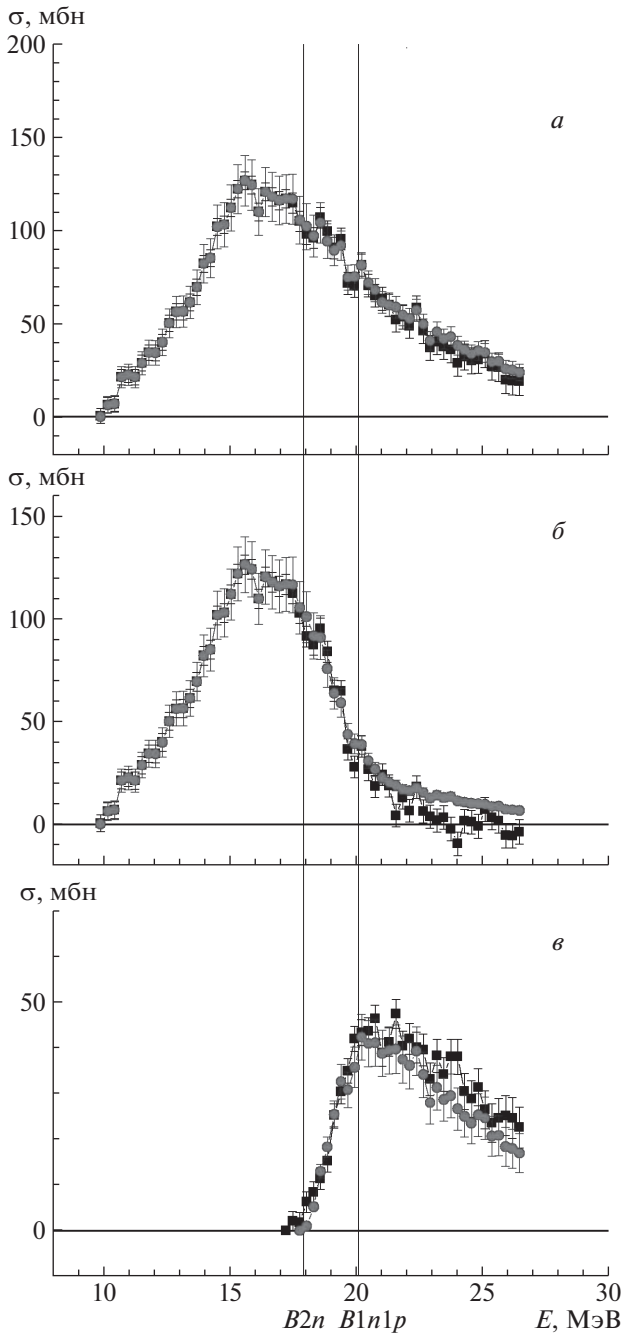


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для изотопа ^{78}Se .

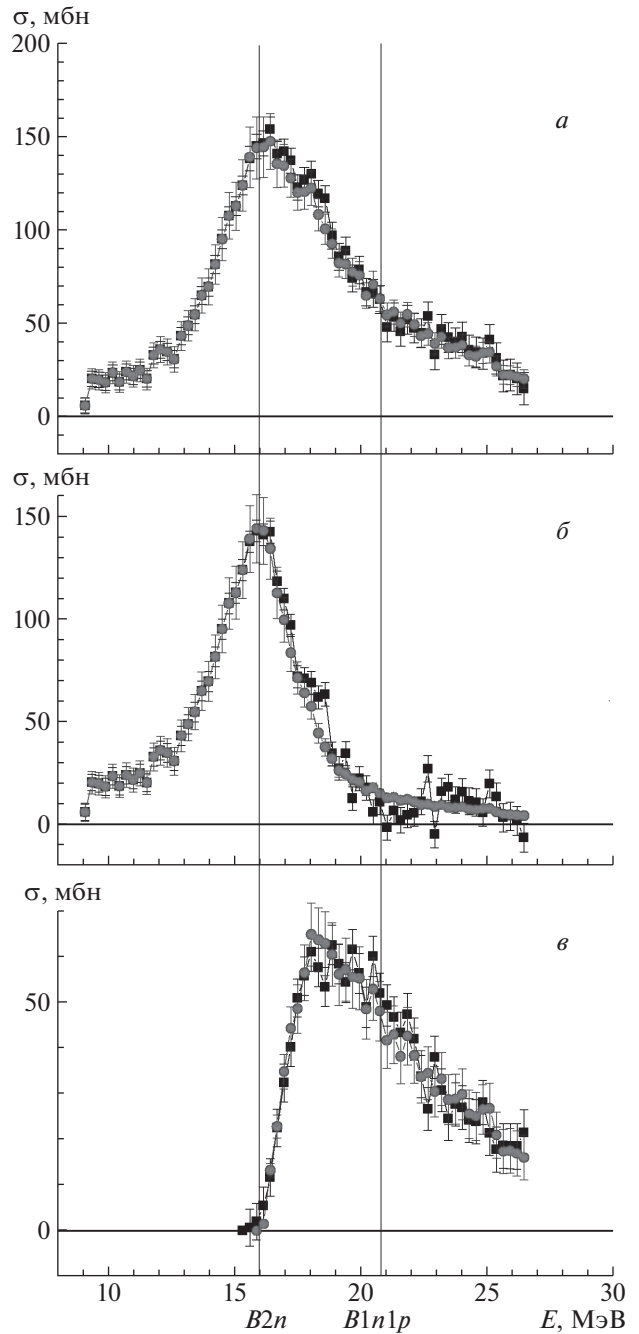


Рис. 6. То же, что и на рис. 4, но для изотопа ^{82}Se .

табл. 1). В случае ядра ^{76}Se относительное расхождение экспериментального и оцененного сечений для реакции $(\gamma, 1n)\Delta\sigma_1/\sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n)$, где

$$\Delta\sigma_1 = \sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n) - \sigma_{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n), \quad (7)$$

составляет 36% (247.9 и 182.0 МэВ мбн), тогда как для реакции $(\gamma, 2n)$ относительное расхождение $\Delta\sigma_2/\sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n)$, где

$$\Delta\sigma_2 = \sigma_{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n), \quad (8)$$

составляет 28% (183.1 и 142.5 МэВ мбн). В случае

изотопа ^{78}Se соответствующие отношения равны 28% (251.4 и 195.9 МэВ мбн) и 15% (273.8 и 238.8 МэВ мбн), в случае изотопа ^{80}Se — 45% (360.1 и 246.9 МэВ мбн) и 20% (389.5 и 328.5 МэВ мбн) [15].

Следует отметить, что в случае изотопа ^{82}Se обсуждаемые отношения, -1.5% (360.5 и 366.3 МэВ мбн) и 3% (397.8 и 385.4 МэВ мбн), существенно отличаются от приведенных выше отношений для изотопов $^{76,78,80}\text{Se}$. Причина этого может быть

Таблица 1. Интегральные сечения $\sigma^{\text{ннт}}$ (в ед. МэВ мбн) оцененных сечений полной и парциальных фотонейтронных реакций на изотопах $^{76,78,80,82}\text{Se}$ в сравнении с экспериментальными данными [21]

Реакция	Эксперимент	Оценка	Эксперимент	Оценка
^{76}Se				
	$E^{\text{ннт}} = B2n = 19.18 \text{ МэВ}$		$E^{\text{ннт}} = 26.46 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, xn)^*$	636.0 ± 4.9	632.5 ± 10.9	1183.9 ± 8.4	1165.5 ± 14.3
(γ, Sn)	635.1 ± 4.9	632.5 ± 10.9	994.2 ± 8.3	1022.92 ± 12.8
$(\gamma, 1n)$	634.2 ± 4.9	632.5 ± 10.9	816.2 ± 7.3	880.4 ± 12.3
$(\gamma, 2n)$	0.9 ± 0.7		183.1 ± 4.1	142.5 ± 3.6
^{78}Se				
	$E^{\text{ннт}} = B2n = 17.92 \text{ МэВ}$		$E^{\text{ннт}} = 26.46 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, xn)^*$	587.1 ± 4.7	586.7 ± 10.5	1328.2 ± 7.5	1315.5 ± 15.1
(γ, Sn)	585.8 ± 4.7	586.3 ± 10.5	1054.3 ± 8.4	1076.7 ± 12.7
$(\gamma, 1n)$	584.6 ± 4.7	586.6 ± 10.5	780.5 ± 7.5	838.0 ± 11.8
$(\gamma, 2n)$	1.3 ± 0.5		273.8 ± 3.7	238.8 ± 4.7
^{80}Se [15]				
	$E^{\text{ннт}} = B2n = 16.88 \text{ МэВ}$		$E^{\text{ннт}} = 28.00 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, xn)^*$	453.2 ± 6.1	453.2 ± 6.1	1527.2 ± 16.2	1527.2 ± 16.2
(γ, Sn)	501.9 ± 7.3	502.5 ± 6.8	1137.7 ± 21.5	1191.1 ± 16.0
$(\gamma, 1n)$	501.4 ± 6.6	502.5 ± 6.6	748.3 ± 13.6	862.6 ± 13.6
$(\gamma, 2n)$			389.5 ± 8.5	328.5 ± 8.4
^{82}Se				
	$E^{\text{ннт}} = B2n = 15.98 \text{ МэВ}$		$E^{\text{ннт}} = 26.46 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, xn)^*$	363.4 ± 4.5	363.2 ± 8.7	1524.4 ± 10.2	1494.2 ± 17.6
(γ, Sn)	362.9 ± 4.5	363.2 ± 8.7	1126.5 ± 10.15	1190.1 ± 13.1
$(\gamma, 1n)$	362.4 ± 4.4	363.2 ± 8.7	728.7 ± 8.5	723.7 ± 11.3
$(\gamma, 2n)$	0.6 ± 0.9		397.8 ± 5.5	385.4 ± 6.7

* Экспериментальное сечение реакции выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [21], использованное как исходное для проведения оценки (2).

обусловлена существенными систематическими погрешностями в измерениях, нашедшими отражение в энергетических зависимостях отношений $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{эксп}}$ в области энергий, больших $\sim 21 \text{ МэВ}$ (рис. 3): наблюдается недостоверное возрастание $F_1^{\text{эксп}}$, которое коррелирует с уменьшением $F_2^{\text{эксп}}$.

Все сказанное наглядно подтверждается энергетическими зависимостями разностей $\Delta\sigma_1$ (7) и $\Delta\sigma_2$ (8) оцененных и экспериментальных сечений реакций для изотопов $^{76,78,82}\text{Se}$, представленными на рис. 7–9, а также аналогичными данными, полученными ранее для изотопа ^{80}Se [15].

Как отмечалось во Введении, на основа-

нии специальных исследований [12, 16–19] был сделан вывод о том, что сечения парциальных фотонейтронных реакций, оцененные в рамках экспериментально-теоретического метода, описанного выше, являются достоверными. Этот вывод основывается на том, что оцененные сечения, во-первых, соответствуют объективным физическим критериям достоверности, а во-вторых, согласуются с результатами, полученными с помощью активационного метода. Это означает, что экспериментальные данные для изотопов $^{76,78,80,82}\text{Se}$ [21], которые с соответствующими оцененными данными существенно расходятся, не являются достоверными. Полученные в настоящей

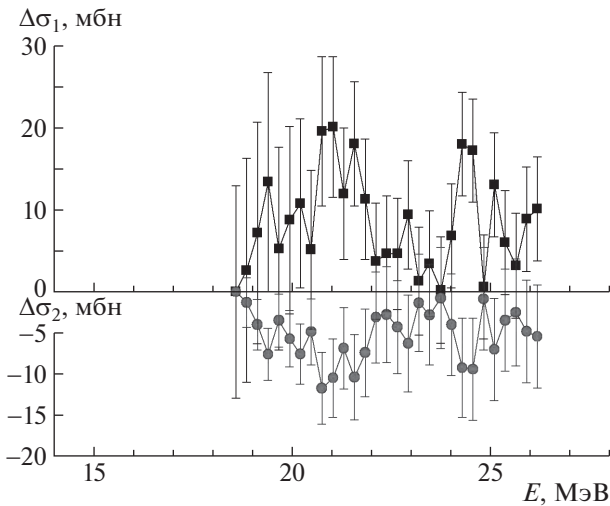


Рис. 7. Сравнение разностей между оцененными и экспериментальными сечениями реакций ($\Delta\sigma_1$ — ■, $\Delta\sigma_2$ — ●) для изотопа ^{76}Se .

работе и в работе [15] разности $\Delta\sigma_1$ и $\Delta\sigma_2$ наглядно представляют причину этого: недостоверное (ошибочное) перемещение значительного количества нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ в реакцию $(\gamma, 2n)$ вследствие сложной и не прямой связи определявшейся в эксперименте [21] множественности нейтронов по измерявшейся их кинетической энергии. Было показано [7, 17, 23], что подобного рода ошибки возникают вследствие существенного перекрытия энергетических спектров нейтронов из различных каналов распада.

Выше отмечалось, что недостоверное (ошибочное) перемещение нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ в реакцию $(\gamma, 2n)$ характерно для экспериментов, выполненных в Ливерморе. Как правило, для экспериментов, выполненных в Сакле, наблюдалось

обратное перемещение нейтронов. Особенности рассмотренных данных Сакле [21] для изотопов $^{76,78,80,82}\text{Se}$, по-видимому, свидетельствуют о том, что связь определяемой множественности нейтронов с их измеряемой кинетической энергией является не прямой и весьма сложной.

4. СРАВНЕНИЕ ОЦЕНЕННЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЯМ ПОЛНОЙ ФОТОНЕЙТРОННОЙ РЕАКЦИИ

В работе [21] экспериментальные данные для полной фотонейтронной реакции сравниваются с предсказаниями классического дипольного правила сумм Томаса–Рейче–Куна (ТРК):

$$\sigma^{\text{инт}}(\gamma, Sn) \approx \sigma^{\text{инт}}(\gamma, \text{abs}) = \int_0^{E^\infty} \sigma(E) dE = \quad (9)$$

$$= [2\pi^2 e^2 h N Z] / [M c A] = 60 N Z / A [\text{МэВ мбн}],$$

где M — масса нуклона, Z — число протонов в ядре, N — число нейтронов, $A = Z + N$ — массовое число, $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, Sn)$ — интегральное сечение полной фотонейтронной реакции, $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, \text{abs})$ — интегральное сечение реакции фотопоглощения:

$$\sigma^{\text{инт}}(\gamma, \text{abs}) = \int_B^{E^{\text{инт}}} \sigma(E) dE. \quad (10)$$

Соответствующие интегральные сечения, полученные [2, 21] для энергий гигантского дипольного резонанса в изотопах $^{76,78,80,82}\text{Se}$, представлены в табл. 2 в сравнении с ТРК-предсказаниями и оцененными данными.

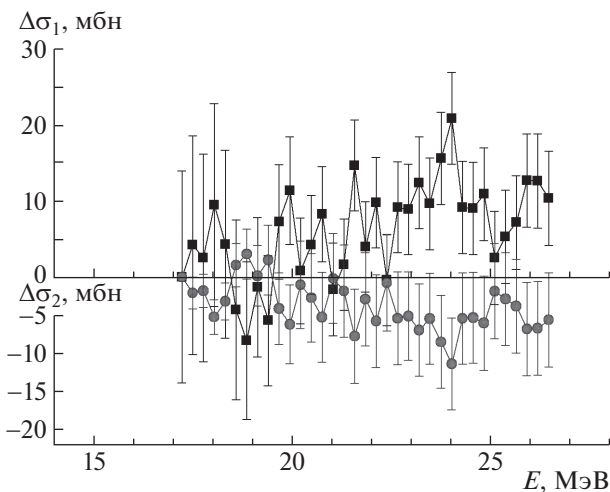


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, но для изотопа ^{78}Se .

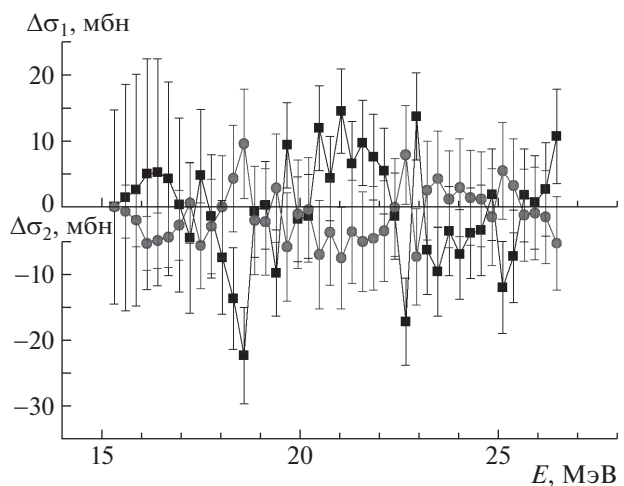


Рис. 9. То же, что и на рис. 7, но для изотопа ^{82}Se .

Таблица 2. Оцененные и экспериментальные (соответствующие данным, приведенным в [2, 21]) интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в ед. МэВ мбн), рассчитанные в области энергий от $B1n$ до $E^{\text{инт}}$, в сравнении с ТРК-предсказаниями

	^{76}Se ($E^{\text{инт}} = 26.5$ МэВ)	^{78}Se ($E^{\text{инт}} = 26.5$ МэВ)	^{80}Se ($E^{\text{инт}} = 28.0$ МэВ)	^{82}Se ($E^{\text{инт}} = 26.5$ МэВ)
60 NZ/A	1127	1150	1173	1194
Оценка	1023	1077	1191	1190
[21]*	1010	1060	1110	1130
[2]*	996	1050	1138	1124

* Интегральные сечения по данным [2, 21] несколько различаются.

В [21] было высказано предположение о том, что значения области интегрирования относительно узки и экспериментальные значения интегрального сечения полной фотонейтронной реакции могут заметно отличаться от ТРК-предсказаний для сечения фотопоглощения $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, \text{abs})$ вследствие отсутствия учета возможных вкладов от реакций с вылетом протонов. Действительно, включение протонных каналов распада гигантского дипольного резонанса ядер $^{76,78,80,82}\text{Se}$ могло бы приблизить значения интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, \text{abs})$ к ТРК-предсказаниям, и это может быть предметом последующих исследований. Однако предварительные оценки, основанные на результатах расчетов в рамках КМФЯР, показывают, что для всех четырех обсуждаемых изотопов $^{76,78,80,82}\text{Se}$ уже при энергиях $E = E^{\text{инт}}$, приведенных в табл. 2, сечения реакции $(\gamma, 1p)$ имеют весьма малые величины порядка нескольких мбн, заметно уменьшаясь при увеличении энергии фотонов.

Из данных, приведенных в табл. 2, видно, что для изотопов $^{76,78,80,82}\text{Se}$ оцененные интегральные сечения оказываются заметно большими по сравнению с экспериментальными данными [2, 21] и более близкими к ТРК-предсказаниям. Очевидно, что недостоверное (ошибочное) перемещение части нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ в реакцию $(\gamma, 2n)$ в эксперименте [21] в соответствии с данными, приведенными на рис. 1, 2 и 5, не может являться причиной возрастания их суммы — сечения полной фотонейтронной реакции. По всей вероятности, причиной этого могут служить проблемы, связанные с эффективностью детектора, использованного в эксперименте [21]. Для изотопов Se обсуждаемые данные были получены в Сакле [21] при использовании нейтронного детектора с эффективностью 40–60%, представлявшего собой жидкий сцинтиллятор, обогащенный гадолинием, с объемом 250 л, просматриваемый большим количеством фотоумножителей. Такой высокоэффективный 4π “slowing-down” детектор, в котором

нейтроны, образующиеся в течение короткого импульса линейного ускорителя электронов, замедлялись в сцинтилляторе между импульсами ускорителя, позволял отдельно и одновременно измерять сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и др. Как отмечалось в работе [4], эффективность, в целом оцениваемая вблизи 40–60%, заметно зависит от энергии нейтронов. Это означает, что достаточно много нейтронов, образовавшихся в обеих исследуемых парциальных реакциях, оказываются потерянными. Следовательно, сечение (5) реакции выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, используемое в процедуре оценки (2) и не зависящее от проблем с их множественностью, является более достоверным, чем сечение (6) полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, Sn)$, от этих проблем в определенной степени зависящее. В области энергий до порога $B3n$ $\sigma(\gamma, Sn)$ отличается от $\sigma(\gamma, xn)$ на величину сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$, определенно зависящую от обсуждаемых проблем множественности нейтронов:

$$\sigma(\gamma, Sn) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, 2n). \quad (11)$$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для анализа систематических погрешностей, присутствующих в экспериментальных сечениях парциальных фотонейтронных реакций для изотопов $^{76,78,80,82}\text{Se}$, были 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 [6–8, 11–17, 22–24] было показано, что экспериментальные сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученные на пучке квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, не являются достоверными. В них наблюдается значительное количество запрещенных физически отрицательных значений и/или значений, соответствующих отношениям $F_i^{\text{эксп}}$, превышающим по величине физически

обусловленные верхние пределы, а также большие расхождения между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$. Основной причиной этого является недостоверное (ошибочное) перемещение заметного количества нейтронов из одной реакции в другую вследствие существенных систематических погрешностей процедуры экспериментального определения множественности нейтронов на основании измерения их энергии.

Следует отметить, что экспериментальные данные Сакле для изотопов Se существенно отличаются от данных Сакле для большого числа других ядер, для которых характерно недостоверное завышение сечений реакции $(\gamma, 1n)$ при занижении сечения реакции $(\gamma, 2n)$. Данные Сакле для изотопов $^{76,78,80,82}\text{Se}$ оказываются весьма похожими на данные Ливермора, для которых характерно недостоверное занижение сечений реакции $(\gamma, 1n)$ при завышении сечения реакции $(\gamma, 2n)$. Это является простым и прямым подтверждением выводов, сделанных в предыдущих исследованиях [6–8, 11–16]: связь определяемой множественности нейтронов с их измеряемой кинетической энергией является не прямой и весьма сложной.

Ранее [12, 16–19] было показано, что сечения парциальных реакций, оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода, являются достоверными, поскольку они, с одной стороны, удовлетворяют введенным критериям достоверности, а с другой — согласуются с данными, полученными с помощью альтернативного активационного метода, позволяющего осуществить прямое разделение реакций с вылетом одного и двух нейтронов. Экспериментально-теоретический метод оценки был использован для определения новых достоверных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций на изотопах $^{76,78,80,82}\text{Se}$. С их помощью были получены сечения полной фотонейтронной реакции, которые существенно лучше, чем экспериментальные данные [21], согласуются с ТРК-оценками.

Полученные результаты прямо подтверждают выводы о том, что основными причинами хорошо известных расхождений между сечениями парциальных фотонейтронных реакций, полученными в разных экспериментах с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, являются существенные систематические погрешности метода определения множественности нейтронов. Вследствие присутствия в экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций таких погрешностей они не являются достоверными. В этой связи большое количество данных, полученных с помощью этого метода, должны быть индивидуально проанализированы и оценены. В связи с тем, что оцененные достоверные данные существенно отличаются от недостоверных эксперимен-

тальных данных, актуальным является обсуждение возможных физических следствий.

Отмеченное выше неожиданное отличие данных Сакле для изотопов $^{76,78,80,82}\text{Se}$ от характерных данных, полученных для большого количества других ядер, и их сходство с определенно недостоверными данными 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, и эксперименты, выполняемые с помощью детектора фотонейтронов, эффективность которого практически не зависит от их энергии, например, на пучке фотонов от обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов на пучке мощного лазера [25].

Авторы выражают благодарность В. Н. Орлину за большую помощь в проведении теоретических расчетов, получении, представлении и сравнении данных.

Работа поддерживается Исследовательским контрактом № 20501 (Координационный исследовательский проект № F41032) Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Russia Lomonosov Moscow State University Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Centre for Photonuclear Experiments Data Database “Nuclear Reaction Database (EXFOR)”, <http://cdfc.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>
2. S. S. Dietrich and B. L. Berman, *At. Data Nucl. Data Tables* **38**, 199 (1988).
3. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1999).
4. B. L. Berman and S. S. Fultz, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 713 (1975).
5. E. Wolyneć and M. N. Martins, *Rev. Brasil. Fis.* **17**, 56 (1987).
6. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **75**, 1414 (2012) [*Phys. Atom. Nucl.* **75**, 1339 (2012)].
7. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, *Eur. Phys. J. A* **50**, 114 (2014).
8. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трошиев, *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 884 (2010) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **74**, 842 (2010)].

9. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
10. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. Atom. Nucl. **71**, 493 (2008)].
11. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and V. V. Varlamov, EPJ Web Conf. **38**, 1203 (2012).
12. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **76**, 1484 (2013) [Phys. Atom. Nucl. **76**, 1403 (2013)].
13. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 678 (2015) [Phys. Atom. Nucl. **78**, 634 (2015)].
14. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 797 (2015) [Phys. Atom. Nucl. **78**, 746 (2015)].
15. 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)].
16. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **79**, 315 (2016) [Phys. Atom. Nucl. **79**, 501 (2016)].
17. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трошиев, ЯФ **75**, 283 (2012) [Phys. Atom. Nucl. **75**, 253 (2012)].
18. S. S. Belyshev, D. M. Filipescu, I. Gheorghe, 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. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, Phys. Rev. C **96**, 044606 (2017).
20. H. Naik, G. Kim, K. Kim, M. Zaman, A. Goswami, M. W. Lee, S.-C. Yang, Y.-O. Lee, S.-G. Shin, and M.-H. Cho, Nucl. Phys. A **948**, 28 (2016).
21. P. Carlos, H. Beil, R. Bergere, J. Fagot, A. Lepretre, A. Veysiere, and G. V. Solodukhov, Nucl. Phys. A **258**, 365 (1976).
22. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **80**, 632 (2017) [Phys. Atom. Nucl. **80**, 1106 (2017)].
23. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 744 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **81**, 670 (2017)].
24. V. V. Varlamov, V. N. Orlin, and N. N. Peskov, in *Abstracts of the International Conference "Nucleus-2017" (67th Meeting on Nuclear Spectroscopy and Atomic Nucleus Structure), Sept. 12–15, 2017, Almaty, Kazakhstan* (RSE INP, Almaty, 2017), p. 31.
25. I. Gheorghe, H. Utsunomiya, S. Katayama, D. Filipescu, S. Belyshev, K. Stopani, V. Orlin, V. Varlamov, T. Shima, S. Amano, S. Miyamoto, Y.-W. Lui, T. Kawano, and S. Goriely, Phys. Rev. C **96**, 044604 (2017).

THE NEW PHOTONEUTRON REACTION CROSS-SECTION DATA FOR $^{76,78,80,82}\text{Se}$

V. V. Varlamov¹⁾, A. I. Davydov²⁾, B. S. Ishkhanov^{1),2)}

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

²⁾Faculty of Physics Lomonosov Moscow State University, Russia

The problems of reliability of partial photoneutron cross-section data obtained using beam of quasimonoeenergetic photons produced by annihilation in flight of fast positrons and the method of neutron multiplicity-sorting procedure at Saclay (France) for $^{76,78,80,82}\text{Se}$ are discussed using the objective physical data reliability criteria. It was shown that the experimental data for $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ reactions cross sections are not reliable because of significant systematic uncertainties. New data for reliable partial photoneutron reaction cross sections for $^{76,78,82}\text{Se}$ satisfying the reliability criteria were obtained using the experimental-theoretical method of partial reaction cross section evaluation and compared with the experimental data and with the data for isotope ^{80}Se evaluated before. Evaluated integrated cross sections of total photoneutron reaction for $^{76,78,80,82}\text{Se}$ are compared with the estimations of the classical dipole sum rule of Thomas, Reiche and Kuhn.