

ДОСТОВЕРНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ ФОТОЯДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ЯДРЕ ^{58}Ni

© 2022 г. В. В. Варламов^{1)*}, А. И. Давыдов²⁾, В. Н. Орлин¹⁾

Поступила в редакцию 03.03.2022 г.; после доработки 03.03.2022 г.; принята к публикации 10.03.2022 г.

Достоверность экспериментальных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{58}Ni , полученных на пучках как тормозного γ -излучения, так и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, проанализирована с помощью объективных физических критериев. Установлено, что данные, полученные с помощью тормозного γ -излучения, физическим критериям не удовлетворяют и определенно не являются достоверными. Вместе с тем показано, что и к достоверности данных, полученных на пучке квазимоноэнергетических фотонов с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, имеются серьезные претензии. Новые сечения парциальных и полных фотонейтронных реакций для ядра ^{58}Ni получены с помощью экспериментально-теоретического метода оценки, основанного на совместном использовании экспериментального сечения выхода нейтронов, в целом не зависящего от проблем экспериментального определения множественности нейтронов и результатов расчетов в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР). Детально проанализированы существенные расхождения между экспериментальными и оцененными сечениями. Показано, что основной причиной обнаруженных расхождений является недостоверная (ошибочная) интерпретация значительного количества нейтронов из реакции $(\gamma, 1n1p)$ как принадлежащих реакции $(\gamma, 2n)$.

DOI: 10.31857/S0044002722040122

1. ВВЕДЕНИЕ

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ в области энергий Гигантского Дипольного Резонанса (ГДР) широко используются как в исследованиях, так и разнообразных приложениях. В этой связи с самого начала фотоядерных исследований в 1950-х гг. и до настоящего времени выполнялись различные эксперименты по определению сечений парциальных фотоядерных, прежде всего, фотонейтронных реакций. Большинство определенных сечений как парциальных, так и полных фотонейтронных реакций были опубликованы в различных Атласах [1, 2] и включены в международную электронную базу данных по ядерным реакциям [3].

В основном данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций были получены в экспериментах двух типов с использованием тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских

позитронов. С использованием тормозного γ -излучения сечения парциальных реакций получены для относительно небольшого количества ядер, абсолютное большинство таких данных получено в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности в Ливерморе (США) и Сакле (Франция) [1, 3]. Эксперименты этих двух основных типов существенно различаются.

В экспериментах с использованием тормозного γ -излучения вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов возможно прямое измерение только выхода реакции $Y(E^M)$,

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \quad (1)$$

$$= \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE,$$

где $\sigma(E)$ — величина сечения реакции с энергетическим порогом $E_{\text{пор}}$ при энергии фотонов E ; $W(E^M, E)$ — спектр фотонов тормозного γ -излучения с верхней границей E^M , $N(E^M)$ — число событий реакции, $D(E^M)$ — доза γ -излучения,

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

ε — эффективность детектора, α — нормировочная константа. Вследствие непрерывной формы спектра фотонов $W(E^M, E)$ сечение реакции $\sigma(E)$ может быть получено лишь с использованием специальной математической процедуры решения обратной задачи (1) — развертки сечения реакции из ее выхода, для которой было разработано несколько методов (“Пенфолда–Лейсса”, “наименьшей структуры”, “регуляризации Тихонова” и др.). Поскольку измерение выхода реакции проводится в момент действия импульса ускорителя, только сечение выхода нейтронов

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

$$+ 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$$

может быть определено в области энергий налетающих фотонов, в которой конкурируют разные парциальные реакции, для определения сечений которых необходимо использование специальных методов. Наибольшее распространение получил метод внесения в сечение выхода $\sigma(\gamma, xn)$ поправок, рассчитываемых по статистической теории [4]. Такие поправки позволяли, например, в области энергий до порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ определить сечение реакции $(\gamma, 2n)$, которое, в свою очередь, позволяло определить не только сечение реакции $(\gamma, 1n)$

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

но и сечение полной фотонейтронной реакции

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

$$= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n).$$

С целью исключения необходимости решения обратной задачи восстановления (развертки) сечения реакции $\sigma(E)$ из ее экспериментально измеренного выхода $Y(E^M)$ (1) был предложен [5, 6] альтернативный метод прямого измерения сечения фотонейтронной реакции с использованием квази-моноэнергетических фотонов, источником которых является линейный ускоритель электронов. Кратко суть нового метода заключается в использовании явления аннигиляции на лету релятивистских позитронов при их прохождении через специальную мишень из вещества с малым Z . Вылетающие вперед аннигиляционные фотоны имеют энергию, практически равную энергии позитронов. Поскольку, однако, такие квази-моноэнергетические фотоны обязательно сопровождаются фотонами тормозного γ -излучения позитронов, спектр которых, как и спектр тормозного γ -излучения от электронов, является сплошным, вклад таких фотонов в сечение реакции должен быть исключен. В этой связи эксперименты такого типа проводятся в три этапа:

1. измерение выхода реакции $Y_{e+}(E^M)$ на пучке позитронов;
2. измерение выхода реакции $Y_{e-}(E^M)$ на пучке электронов;
3. получение (в предположении о том, что спектры фотонов тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны) разности

$$Y(E^M) = Y_{e+}(E^M) - Y_{e-}(E^M), \quad (5)$$

которая и интерпретируется как сечение взаимодействия квази-моноэнергетических фотонов с исследуемым ядром: $\sigma(E) \approx Y(E^M)$.

В процессе эксперимента такого типа регистрируются события с одним, двумя, тремя и большим количеством нейтронов, статистический анализ которых позволяет получить сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, с помощью которых затем получают сечения выхода нейтронов (2) и полной фотонейтронной реакции (4).

Все сказанное выше свидетельствует о том, что методы определения сечений соответствующих реакций в экспериментах рассмотренных двух типов значительно (принципиально) различаются. Именно это является основной причиной хорошо известных существенных расхождений их результатов.

При этом было обнаружено, что и между результатами экспериментов одного типа — экспериментов на пучках квази-моноэнергетических фотонов — имеются существенные расхождения. Так, 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 которых сечения полных и парциальных реакций были определены в обеих лабораториях (Ливермор и Сакле), были установлены существенные (до 100% величины) расхождения [7–10] величин сечений парциальных реакций. Они определенно являются систематическими, поскольку сечения реакции $(\gamma, 1n)$, как правило, имеют заметно большие значения в Сакле, тогда как сечения реакции $(\gamma, 2n)$ — напротив, в Ливерморе. Средние значения отношений интегральных сечений, полученные по данным обеих лабораторий для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, значительно различаются. Так, $\langle R_{C/L}(\gamma, 1n) \rangle = \langle \sigma_C^{\text{инт}}(\gamma, 1n) / \sigma_L^{\text{инт}}(\gamma, 1n) \rangle = 1.08$, в то время как $\langle R_{C/L}(\gamma, 2n) \rangle = \langle \sigma_C^{\text{инт}}(\gamma, 2n) / \sigma_L^{\text{инт}}(\gamma, 2n) \rangle = 0.83$. При этом соответствующие расхождения между сечениями выхода нейтронов (2), которые включают в себя нейтроны из всех возможных энергетических парциальных реакций, для большинства упомянутых выше 19 ядер оказываются относительно небольшими ($\sim 10\%$). Это означает,

что основными причинами обсуждаемых расхождений между сечениями парциальных реакций являются систематические погрешности использованных методов определения множественности нейтронов. В исследованиях, выполненных для большого количества ядер от ^{51}V до ^{209}Bi , было установлено [11–32], что во многих случаях сечения парциальных реакций, определенные с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, не соответствуют объективным физическим критериям достоверности [11, 12]. В результате детального анализа расхождений между экспериментальными сечениями парциальных реакций и сечениями, оцененными в рамках экспериментально-теоретического метода, основанного на использовании физических критериев достоверности [11–32], было установлено, что основной причиной обсуждаемых расхождений является неоднозначная интерпретация в этом методе множественности нейтронов по измеряемой экспериментально их энергии. Вследствие существенного перекрытия энергетических спектров нейтронов, принадлежащих разным парциальным реакциям, часть нейтронов из $1n$ -реакции недостоверно (ошибочно) приписывается $2n$ -реакции и наоборот.

В случаях ядер $^{58,60}\text{Ni}$ сечения полных и парциальных фотонейтронных реакций были получены в экспериментах и с γ -излучением и с квазиодноэнергетическими фотонами. Достоверность экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$ вызывает большой интерес, поскольку:

— сечения выхода нейтронов (2) были получены в нескольких экспериментах, выполненных на пучках тормозного γ -излучения [33–36];

— сечения выхода нейтронов (2), полученные в этих экспериментах, существенно расходятся;

— сечения парциальных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$) также были получены в нескольких экспериментах с использованием тормозного γ -излучения;

— эксперименты по определению сечения выхода нейтронов и сечений парциальных реакций на пучке квазиодноэнергетических фотонов были выполнены только в Ливерморе [37], вследствие чего возможность сравнения их результатов с результатами аналогичных экспериментов, выполненных в Сакле, отсутствует;

— результаты, полученные с использованием тормозного γ -излучения и квазиодноэнергетических фотонов, существенно различаются;

— эти результаты существенно различаются для соседних изотопов Ni (сечения фотонейтронных реакций в случае изотопа ^{60}Ni в несколько раз превышают соответствующие сечения реакций

в случае изотопа ^{58}Ni , тогда как между сечениями фотопротонных реакций, определенных в других экспериментах, наблюдаются обратные соотношения).

В связи со сказанным анализ экспериментальных данных по сечениям фотонейтронных реакций на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$ с использованием экспериментально-теоретического метода, основанного на использовании объективных физических критериев достоверности, вызывает большой интерес. В настоящей работе такой детальный анализ выполнен для ядра ^{58}Ni .

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СЕЧЕНИЯ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{58}Ni

2.1. Сечения выхода нейтронов

Сечения выхода нейтронов для ядра ^{58}Ni , определенные в разных экспериментах, представлены на рис. 1 в сравнении с результатами расчета в рамках КМФЯР [38, 39]. Предравновесная экситонная модель основана на использовании плотностей уровней ядра, рассчитанных в модели Ферми-газа, и учете влияния на процессы формирования и распада ГДР ядра эффектов, обусловленных его деформацией и изоспиновым расщеплением ГДР. Модель успешно протестирована на данных для большого числа средних и тяжелых ядер и позволяет рассчитывать сечения парциальных реакций безотносительно проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности.

На рис. 1 видно, что в области энергий налетающих фотонов до ~ 19 – 20 МэВ сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, полученные во всех обсуждаемых экспериментах, согласуются друг с другом, а также и с результатами расчетов в рамках КМФЯР. При этом в области энергий фотонов до ~ 25 МэВ наблюдается относительное согласие теоретического сечения [38, 39] только с результатами эксперимента с квазиодноэнергетическими аннигиляционными фотонами [37] и эксперимента с тормозным γ -излучением [33]. Вместе с тем в области энергий фотонов, превышающих ~ 19 – 20 МэВ, результаты остальных обсуждаемых экспериментов с тормозным γ -излучением [34–36] существенно расходятся и с результатами обоих упомянутых выше экспериментов [33, 37], и с результатами расчета. Для дальнейших обсуждений важно отметить, что результаты [34, 35] получены в аналогичных экспериментах, несколько различающихся по достигнутому энергетическому разрешению.

В табл. 1 приведены значения интегральных сечений и энергетических центров тяжести обсуждаемых сечений выхода нейтронов, рассчитанные

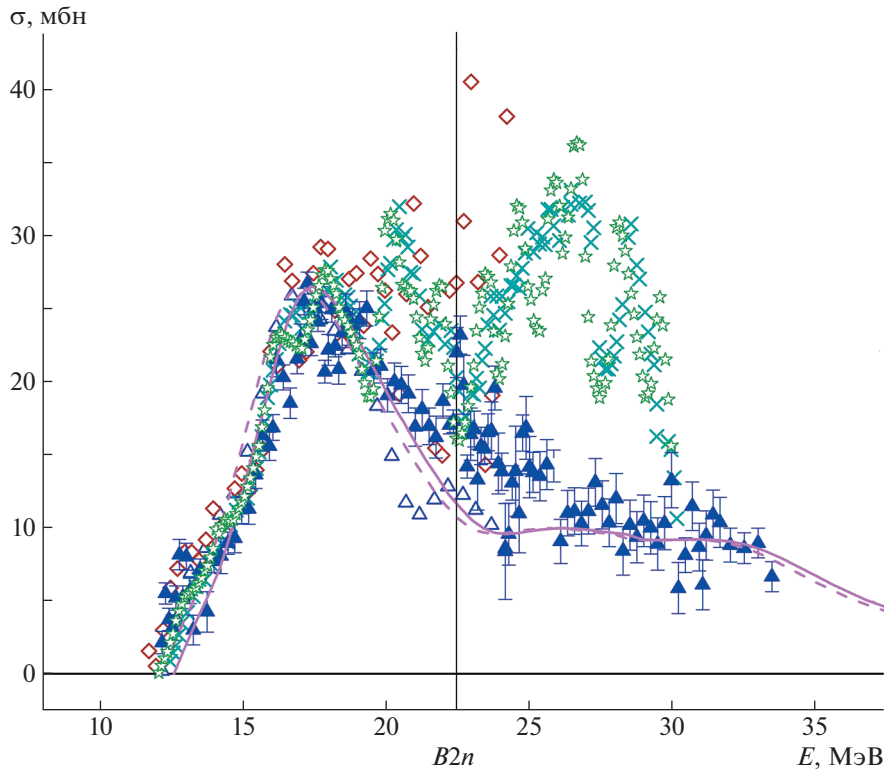


Рис. 1. Сравнение экспериментальных (заполненные треугольники [37], пустые треугольники [33], ромбы [34], кресты [35], звезды [36]) и теоретических (кривые: штриховые [38, 39] и сплошная (после корректировки, см. далее)) сечений выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ на ядре ^{58}Ni .

в области энергий фотонов от 15.0 МэВ до порога $B_{2n} = 22.5$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$. Эта область энергии была выбрана в связи с наличием в некоторых сечениях нерегулярностей вблизи порога $B_{1n} = 12.2$ МэВ. Кроме того, приведены величины интегральных сечений реакций, полученные для области энергий 15.0–30.0 МэВ. Из данных, приведенных на рис. 1 и в табл. 1, видно, что в области энергий фотонов до $E = 30$ МэВ только экспериментальное сечение $\sigma(\gamma, xn)$ [37] относительно близко к теоретическому сечению (расхождение составляет $\sim 10\%$ ($243.60/222.59$)). В то же время экспериментальное сечение, полученное с помощью тормозного γ -излучения [36], существенно превышает теоретическое сечение (расхождение составляет $\sim 65\%$ ($366.90/222.59$)). При этом расхождение этих сечений в области энергий фотонов 22.5–30.0 МэВ оказывается экстремально большим ($\sim 161\%$ ($[191.43 = 366.90 - 175.47]/[73.29 = 222.59 - 149.30]$)). Природа столь больших расхождений не вполне ясна. В работе [37] экспериментальное сечение детально сравнивалось с результатами расчетов, выполненных в разных моделях [40–43], и отмечалось, что все эти расчеты дают полуколичественное описание тех или иных особенностей величины и формы обсуждаемых се-

чений, но абсолютно не воспроизводят столь больших величин сечений в области энергий фотонов, превышающих ~ 25 МэВ. Важно еще раз отметить, что экстремально большая величина сечения [36] не воспроизводится и расчетами в рамках КМФЯР [38, 39].

Все сказанное выше позволяет сделать вывод о том, что причины экстремально больших значений сечения [36], по всей видимости, являются не физическими, а техническими, обусловленными, например, примесями некоторых неидентифицированных элементов в мишени. Поскольку максимальные расхождения между сечениями [36] и [37] наблюдаются приблизительно при энергии фотонов $E = 28$ МэВ, можно предположить присутствие элемента, намного более легкого по сравнению с никелем. Наиболее общее и широко используемое выражение для описания зависимости энергии максимума ГДР от атомного номера элемента A

$$E_{\text{ГДР-макс}} = 75A^{-1/3} \text{ МэВ} \quad (6)$$

позволяет атомный номер постороннего элемента оценить как $A = 17$, что соответствует такому элементу, как кислород. Это означает, что, возможно, реальной мишенью в эксперименте [36] был не чистый никель, а его оксид. Косвенным подтверждением такого заключения может быть соответ-

Таблица 1. Экспериментальные и теоретические интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в МэВ мбн) и центры тяжести $E^{\text{ц.т}}$ (в МэВ), рассчитанные в области энергии фотонов от 15.0 МэВ для сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$

	$E^{\text{инт}} = B2n = 22.5 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 30.0 \text{ МэВ}$	
	$\sigma^{\text{инт}}$	$E^{\text{ц.т}}$	$\sigma^{\text{инт}}$	$E^{\text{ц.т}}$
Эксперимент [33]	140.02 (0.75)	18.34 (0.47)		
Эксперимент [34]	176.80 (3.10)	18.90 (1.43)		
Эксперимент [35]	172.62 (0.54)	18.93 (0.27)	363.02 (0.85)	22.77 (0.23)
Эксперимент [36]	175.47 (0.73)	18.96 (0.33)	366.90 (1.56)	22.76 (0.21)
Эксперимент [37]	149.00 (0.98)	18.78 (0.53)	243.60 (1.77)	21.53 (0.74)
Теория [38, 39]	148.51 (2.53)	18.35 (1.27)	220.94 (2.72)	20.92 (1.00)
Теория [38, 39] корр.	149.30 (2.54)	18.52 (1.29)	222.59 (2.73)	21.04 (1.00)

ствии максимума с амплитудой ~ 10 мбн в области энергий 22–32 МэВ в сечении для ^{58}Ni максимуму в сечении реакции выхода для ^{16}O [44, 45].

Существенные расхождения между результатами разных экспериментов, проявляющиеся в той области энергий налетающих фотонов, в которой между собой конкурируют парциальные реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, оставляют открытым вопрос о достоверности этих результатов. В этой связи анализ достоверности результатов разных экспериментов с использованием объективных физических критериев представляет большой интерес.

2.2. Достоверность сечений парциальных реакций

В качестве объективных физических критериев достоверности данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций были предложены [11, 12] отношения сечений определенных парциальных реакций к сечению выхода нейтронов

$$F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn) = \quad (7)$$

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

Согласно определению положительные значения таких отношений F_i не должны превышать пределов 1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$. Было показано [11–32], что превышение отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ указанных верхних пределов означает, что экспериментальные сечения реакций получены с существенными систематическими погрешностями и вследствие этого не являются достоверными. Дополнительно было установлено, что для достоверных экспериментальных данных отношения $F_i^{\text{эксп}}$ не должны заметно отличаться от $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в КМФЯР [38, 39].

Соответствующие отношения F_i , полученные как для экспериментальных, так и теоретических

сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядра ^{58}Ni , приведены на рис. 2. Хорошо видно, что результаты, полученные в экспериментах, выполненных с тормозным γ -излучением [33, 36], определенно не являются достоверными, поскольку для обоих сечений отношения $F_1^{\text{эксп}}$ существенно (в несколько раз) занижены по сравнению с отношениями $F_1^{\text{теор}}$, тогда как $F_2^{\text{эксп}}$, напротив, завышены по сравнению с $F_2^{\text{теор}}$. Данные для $F_2^{\text{эксп}}$ полностью подтверждают заключение о том, что экстремально большая величина сечения выхода нейтронов [36] в области энергий выше порога $B2n = 22.5$ МэВ, действительно, может иметь не физическую, а техническую природу.

Вместе с тем на рис. 2 хорошо видно, что и экспериментальные данные, полученные с помощью квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе [37], расходятся с результатами расчетов в КМФЯР [38, 39]. Сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ определенно занижено, а сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ существенно завышено по сравнению с соответствующими теоретическими сечениями. Такие расхождения являются типичными для случаев со многими ядрами, исследованными ранее [11–32]: заметное количество нейтронов недостоверно (ошибочно) перемещается из одной парциальной реакции (в данном случае ядра ^{58}Ni из реакции $(\gamma, 1n)$) в другую $(\gamma, 2n)$, вследствие существенных систематических погрешностей процедуры определения множественности нейтрона по его энергии в методе разделения фотонейтронов по множественности. Наблюдающиеся существенные расхождения экспериментальных и теоретических данных означают, что к достоверности данных [37] имеются серьезные претензии.

О возможной причине такой недостоверности могут свидетельствовать данные, приведенные на рис. 3. Во всех обсуждаемых экспериментах

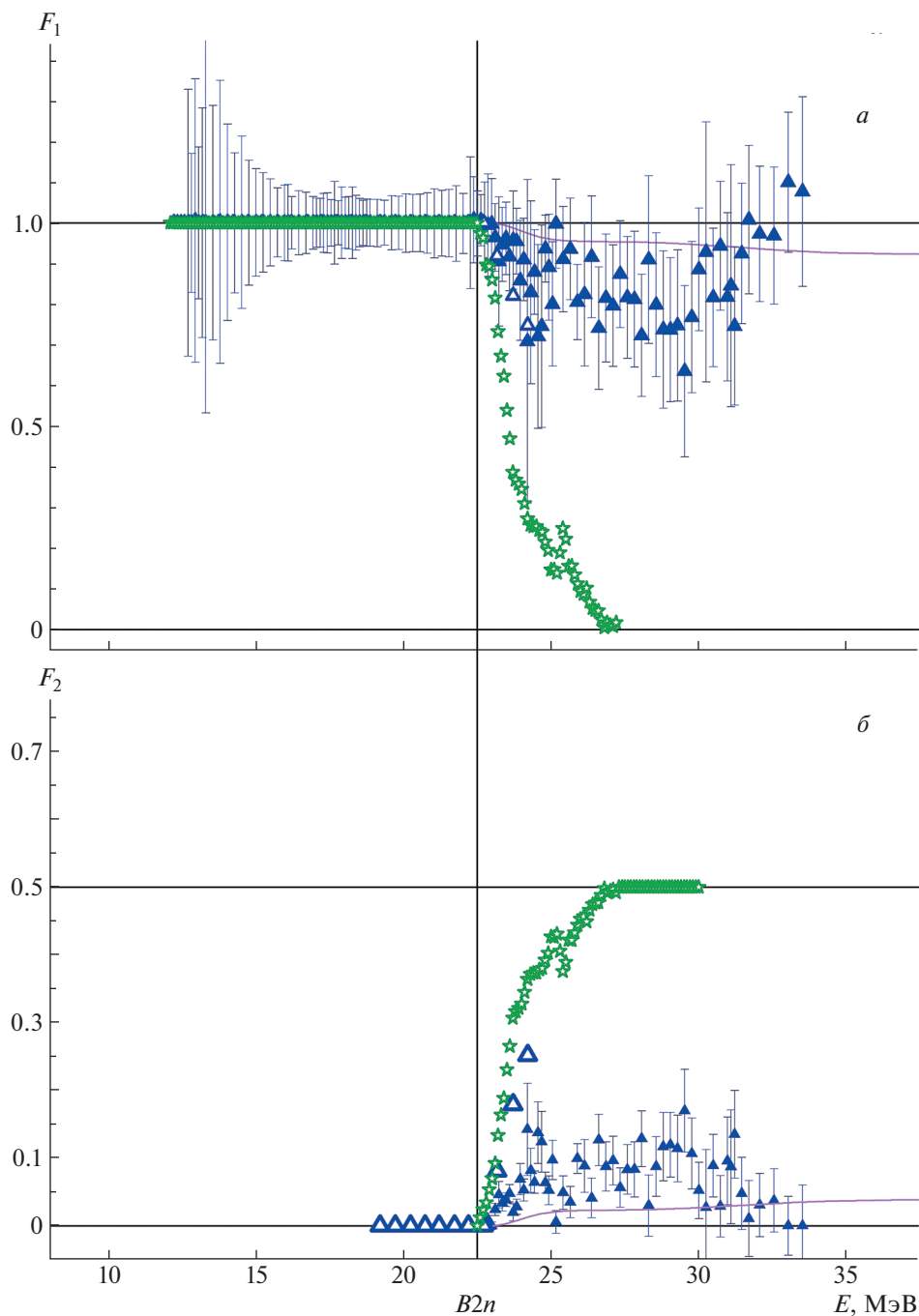


Рис. 2. Отношения F_1 (а) и F_2 (б), полученные для ядра ^{58}Ni с использованием экспериментальных данных (пустые треугольники [33], звезды [36], треугольники [37]), в сравнении с результатами расчетов в КМФЯР (сплошная кривая [38, 39]).

использовалась прямая регистрация нейтронов, вследствие чего вместо сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ в экспериментах получалась, по существу, сумма сечений $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$. Ранее было установлено, что в случаях относительно легких ядер (^{51}V [32], ^{59}Co [24], ^{75}As [27]) реакция $(\gamma, 1n1p)$ может являться главным источником существенных систематических погрешностей процедуры определения

множенности детектируемых нейтронов. Дело в том, что энергия возбуждения исследуемого ядра в такой двухнуклонной реакции $(\gamma, 1n1p)$ делится между нейтроном и протоном приблизительно так же, как и в другой двухнуклонной реакции $(\gamma, 2n)$, в результате чего энергии нейтронов, образующихся в таких реакциях, могут быть весьма близки. То, что в первой из этих

реакций множественность нейтронов равна 1, а во второй — 2, вносит существенные погрешности в процедуру разделения нейтронов между такими реакциями. Значительное количество нейтронов малых энергий, образующихся в реакции $(\gamma, 1n1p)$, интерпретируется как нейтроны из реакции $(\gamma, 2n)$, а, следовательно, сечение $\sigma(\gamma, 1n)$, в действительности сумма сечений $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$, недостоверно (ошибочно) занижается, а сечение $\sigma(\gamma, 2n)$ столь же недостоверно завышается.

В рассматриваемом случае ядра ^{58}Ni такая роль реакции $(\gamma, 1n1p)$ проявляется очень ярко. Из данных, приведенных на рис. 3, видно, что энергетический порог $B1n1p = 19.6$ МэВ оказывается на 2.9 МэВ ниже порога $B2n = 22.5$ МэВ, а также то, что рассчитанный в КМФЯР [38, 39] максимум сечения $\sigma(\gamma, 1n1p)$ при энергии ~ 31 МэВ приблизительно в 20 раз (6.3 мбн по сравнению с 0.3 мбн) превышает максимум сечения $\sigma(\gamma, 2n)$. Это позволяет сделать заключение о том, что роль реакции $(\gamma, 1n1p)$ в процессах фоторасщепления ядра ^{58}Ni весьма велика, тогда как роль реакции $(\gamma, 2n)$ практически пренебрежимо мала. Следовательно, основной причиной обсуждаемых расхождений между отношениями $F_{1,2}^{\text{теор}}$ и $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ является то, что многие нейтроны из реакции $(\gamma, 1n1p)$ были ошибочно приписаны реакции $(\gamma, 2n)$, а, следовательно, данные [37] как для сечения $\sigma(\gamma, 1n)$, в действительности суммы сечений $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$, так и для $\sigma(\gamma, 2n)$ не являются достоверными.

3. НОВЫЕ ДОСТОВЕРНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{58}Ni , ОЦЕНЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА

Новые сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, удовлетворяющие физическим критериям достоверности, были получены с помощью экспериментально-теоретического метода [11, 12]. В этом методе используется лишь экспериментальное сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, практически не зависящее от проблем экспериментального разделения фотонейтронов по множественности, поскольку включает в себя все образующиеся в разных реакциях нейтроны. Это сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ разделяется на вклады сечений парциальных реакций с помощью отношений F_i (7), рассчитанных в рамках КМФЯР [38, 39] и также от этих проблем не зависящих,

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) &= F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \\ &= [\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)] \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn). \end{aligned} \quad (8)$$

На рис. 1 видно, что экспериментальное сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ весьма близко к соответствующему теоретическому сечению

$\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$. Эта близость подтверждается и данными, приведенными на рис. 2: из всех рассматриваемых отношений $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ отношения $F_{1,2}^{\text{теор}}$ [37] оказываются ближайшими к отношениям $F_{1,2}^{\text{теор}}$. В связи с этим именно сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [37] было использовано в процедуре оценки (8) после небольшой корректировки, призванной еще лучше согласовать сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$. Корректировка была выполнена с использованием данных по интегральным сечениям и энергетическим центрам тяжести, полученным для области энергий от 15.0 до 22.5 МэВ, представленных в табл. 1. Поскольку сравниваемые экспериментальное и оцененное интегральные сечения (149.00 и 148.51 МэВ мбн) практически совпадают, корректировка заключалась лишь в смещении теоретического сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ к большим энергиям на величину 0.43 МэВ (разность между энергетическими центрами тяжести (18.78–18.35) МэВ).

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, оцененные описанным выше методом вместе с полученным на их основе оцененным сечением полной фотонейтронной реакции, приведены на рис. 4 в сравнении с экспериментальными данными [36, 37]. Соответствующие интегральные сечения, рассчитанные в области энергий от порога $B1n = 12.2$ МэВ, представлены в табл. 2.

4. ПРИЧИНЫ РАСХОЖДЕНИЙ МЕЖДУ ОЦЕНЕННЫМИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{58}Ni

4.1. Сечения, полученные с помощью тормозного γ -излучения

Как было показано, экспериментальные сечения реакций на ядре ^{58}Ni , полученные с помощью тормозного γ -излучения, определенно не являются достоверными вследствие существенных расхождений с данными эксперимента [37] и оцененными данными.

Из данных, приведенных в табл. 2, следует, что в области энергий фотонов до $B2n = 22.5$ МэВ интегральное экспериментальное сечение $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, xn)$ [36] превышает интегральное оцененное сечение $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, xn)$ на величину $\sim 15\%$ (191.80/167.40). В области энергий до $E^{\text{инт}} = 33.5$ МэВ это превышение возрастает до $\sim 30\%$ (382.19/293.39). В то же время в этой области энергий $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)$ [34] оказывается приблизительно на такую же величину $\sim 28\%$ (225.86/288.25) меньше, чем $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n)$, однако $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$ [36] превышает $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n)$

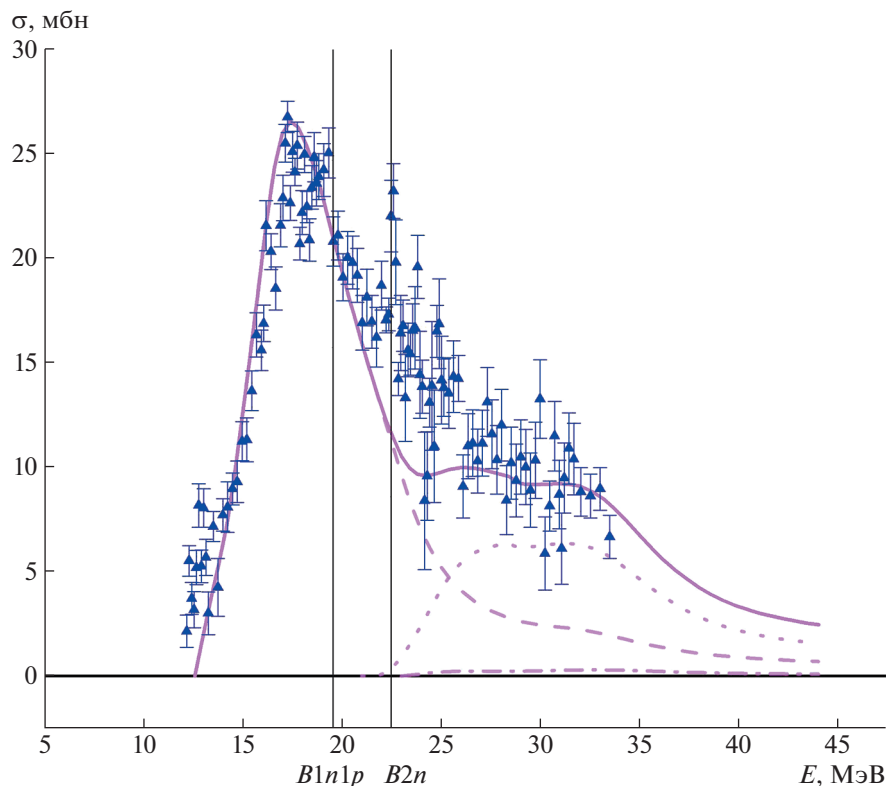


Рис. 3. Сравнение экспериментального сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ для ядра ^{58}Ni с теоретическими сечениями реакций, рассчитанными в КМФЯР ($\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ — сплошная кривая, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$ — штриховая, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ — точечная, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ — штрихпунктирная).

Таблица 2. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в МэВ мбн), рассчитанные для областей энергий фотонов 12.2–22.5 и 12.2–33.5 МэВ по оцененным и экспериментальным [36, 37] данным

Реакция	[36]	[37]	Оценка	[36]	[37]	Оценка
	$E^{\text{инт}} = B2n = 22.5 \text{ МэВ}$			$E^{\text{инт}} = 33.5 \text{ МэВ}$		
(γ, xn)	191.80 ± 0.55	167.40 ± 1.10	167.41 ± 14.33	$382.19 \pm 0.85^3)$	293.39 ± 2.10	293.39 ± 14.81
(γ, sn)	191.80 ± 0.55	167.40 ± 1.10	167.41 ± 14.33	$304.05 \pm 0.78^3)$	286.41 ± 2.23	290.82 ± 14.81
$(\gamma, 1n)$	191.80 ± 0.55	167.40 ± 1.10	167.41 ± 14.33	$225.86 \pm 0.71^4)$	278.75 ± 2.18	288.25 ± 14.81
$(\gamma, 2n)$				78.14 ± 0.32	7.65 ± 0.49	2.57 ± 0.10

³⁾ Экспериментальные сечения реакций [36], рассчитанные до энергии $E^{\text{инт}} = 30.0 \text{ МэВ}$.

⁴⁾ Экспериментальные сечения реакций [36], рассчитанные до энергии $E^{\text{инт}} = 27.2 \text{ МэВ}$.

на 2940% (78.14/2.57). Столь огромное расхождение полностью подтверждает вывод, сделанный ранее о том, что причиной являются не какие-то физические эффекты, обусловленные особенностями фоторасщепления ядра ^{58}Ni , а причины иной природы, не физические, а технические, вероятно, связанные с загрязнением мишени.

Весьма важно отметить то обстоятельство, что сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ [36] опубликовано в области энергий фотонов лишь до $E = 27.2 \text{ МэВ}$, в

то время как сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn)$ и $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ — до энергии 30.0 МэВ. Причина такого положения дел понятна из данных, приведенных на рис. 4в. Сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ [36] резко уменьшается до нулевого значения при энергии $E = 27.2 \text{ МэВ}$. Его форма заставляет предполагать, что при больших энергиях в этом сечении должны были бы появиться физически запрещенные отрицательные значения, обусловленные тем, что многие нейтроны из этой реакции были недостоверно (ошибочно) приписаны реак-

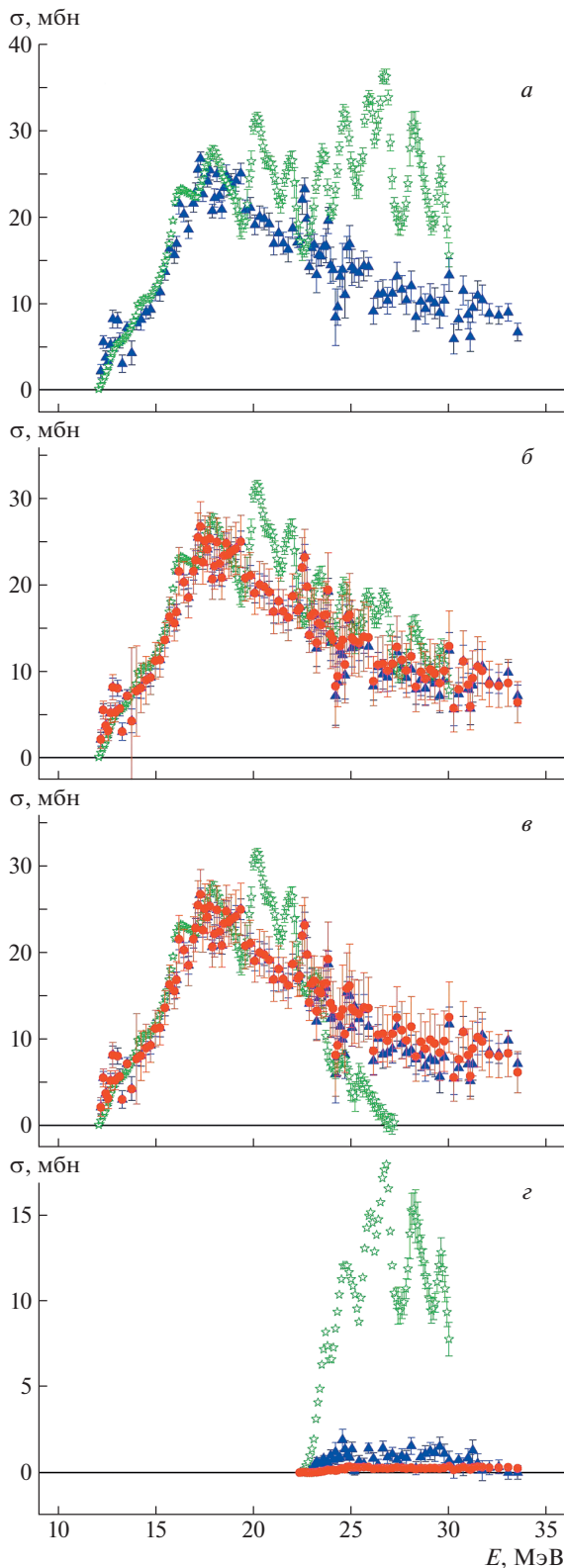


Рис. 4. Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных (треугольники [37], звезды [36]) сечений реакций на ядре ^{58}Ni : *a* — $\sigma(\gamma, xn)$, *б* — $\sigma(\gamma, sn)$, *в* — $\sigma(\gamma, 1n)$, *з* — $\sigma(\gamma, 2n)$.

ции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ [36]. Такое предположение подтверждается тем обстоятельством, что именно в этой области энергий фотонов наблюдается экстремально большое недоверное превышение сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ [36] над сечением $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$.

4.2. Сечения, полученные с помощью квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов

Сечения разных реакций, приведенные на рис. 4*в, з*, свидетельствуют о том, что в соответствии с данными по отношениям $F_{1,2}$, приведенными на рис. 2, экспериментальное сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ [37] несколько занижено по сравнению с оцененным сечением $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$. В соответствии с данными табл. 2 значения интегральных сечений, рассчитанные для области энергий фотонов $E^{\text{инт}} = 22.5\text{--}33.5$ МэВ, равны соответственно 119.01 и 123.42 МэВ мбн (расхождение составляет $\sim 3.5\%$). Недостающие в сечении реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ по сравнению с $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$ нейтроны, естественно, перемещены в сечение реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$, что должно было его также недоверно увеличить соответственно на ту же (близкую) величину $\sim 3.5\%$. Однако согласно данным табл. 2 интегральное сечение $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$ увеличилось на величину $\sim 197.7\%$ ($7.65/2.57$). Естественным источником нейтронов для такого экстремального завышения сечения реакции $(\gamma, 2n)$ является единственно энергетически возможная в данной области энергий фотонов реакция $(\gamma, 1n1p)$. Такое заключение полностью согласуется с данными, приведенными на рис. 3, на котором хорошо видно, что сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ в целом согласуется с соответствующей суммой сечений $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$.

Как отмечалось выше, энергетический порог реакции $(\gamma, 1n1p)$ $B_{1n1p} = 19.6$ МэВ на 2.9 МэВ ниже порога $B_{2n} = 22.5$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$, а величина сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ приблизительно в 20 раз превышает сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$. В этой связи роль реакции $(\gamma, 2n)$ должна быть оценена как пренебрежимо малая и соотношение (8) должно быть переписано следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) &= F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) \approx \quad (9) \\ &\approx F_i^{\text{теор}} [\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n1p)]. \end{aligned}$$

Это означает, что сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ [37], по существу, в действительности, представляет собой сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n1p)$. Такое заключение подтверждается и соответствующими разностями между экспериментальными и оцененными сечениями реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$:

$$\Delta\sigma(\gamma, 1n) = \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n) - \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) \quad (10)$$

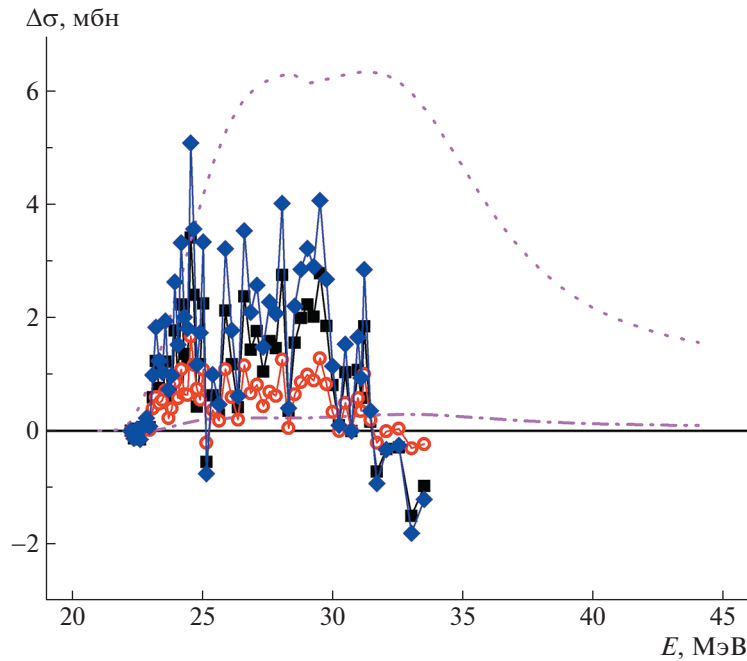


Рис. 5. Сравнение разностей между экспериментальными и оцененными сечениями реакций ($\Delta\sigma(\gamma, 1n)$ (10) — кружки; $\Delta\sigma(\gamma, 2n)$ (11) — квадраты, сумма $\Delta\sigma(\gamma, 1n) + \Delta\sigma(\gamma, 2n)$ — ромбы) с сечениями реакций, рассчитанными в КМФЯР ($\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ — точечная кривая; $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ — штрихпунктирная).

и

$$\Delta\sigma(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n), \quad (11)$$

которые приведены на рис. 5.

В табл. 3 представлены величины интегральных сечений, полученные для суммы разностей $\Delta\sigma(\gamma, 1n) + \Delta\sigma(\gamma, 2n)$, в сравнении с соответствующими данными для сечений реакций $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$, рассчитанных теоретически. Сравнение выполнено для области энергий фотонов от 22.5 до 31.4 МэВ, которая была выбрана в связи с присутствием при больших энергиях нескольких отрицательных значений разностей. Данные, приведенные на рис. 5 и в табл. 3, представляют собой прямое подтверждение того, что обсуждаемая сумма разностей $\Delta\sigma(\gamma, 1n) + \Delta\sigma(\gamma, 2n)$, полученная с использованием экспериментальных сечений [37], имеет величину одного порядка с

Таблица 3. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в МэВ мбн), рассчитанные для разностей между оцененными и экспериментальными сечениями реакций $\Delta\sigma(\gamma, 1n) + \Delta\sigma(\gamma, 2n)$, в сравнении с данными для сечений реакций $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$, рассчитанных теоретически

Сумма разностей $\sigma^{\text{инт}}(\Delta\sigma(\gamma, 1n) + \Delta\sigma(\gamma, 2n))$	$\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$	$\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$
16.24 ± 3.67	43.22 ± 0.85	1.71 ± 0.03

величиной теоретического сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$: отношения интегральных сечений составляет ~ 2.7 ($43.22/16.24$). При этом рассматриваемая сумма разностей $\Delta\sigma(\gamma, 1n) + \Delta\sigma(\gamma, 2n)$ существенно (приблизительно, на порядок ($16.24/1.71$)) превышает сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Достоверность экспериментальных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{58}Ni , полученных в экспериментах, выполненных с помощью тормозного γ -излучения [33–36] и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [37], проанализирована с помощью экспериментально-теоретического метода, основанного на использовании объективных физических критериев $F_{1,2}$ (7). Установлено, что сечения парциальных реакций, полученные с помощью тормозного γ -излучения, определенно являются недостоверными, поскольку соответствующие отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ значительно (в несколько раз) отличаются от $F_{1,2}^{\text{теор}}$, рассчитанных в рамках КМФЯР. В то же время обнаружено, что отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$, полученные по данным эксперимента с квазимоноэнергетическими фотонами [37], также заметно отличаются от $F_{1,2}^{\text{теор}}$. Эти расхождения определенно являются систематическими, поскольку $F_1^{\text{теор}} > F_1^{\text{эксп}}$, но $F_2^{\text{эксп}} > F_2^{\text{теор}}$, что озна-

чает, что к достоверности и данным [37] имеются серьезные претензии.

С использованием экспериментально-теоретического метода оценки получены новые сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядра ^{58}Ni , удовлетворяющие физическим критериям достоверности. Установлено, что оцененные сечения обеих парциальных реакций определенно расходятся с экспериментальными сечениями, однако эти расхождения проявляются по-разному.

Рассчитанное для области энергий налетающих фотонов до 33.5 МэВ интегральное сечение $\sigma_{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n) = 278.75$ МэВ мбн оказывается на величину $\sim 3.5\%$ меньшим по сравнению с $\sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n) = 288.25$ МэВ мбн, однако интегральное сечение $\sigma_{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n) = 7.65$ МэВ мбн оказывается на величину $\sim 197.7\%$ большим по сравнению с $\sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n) = 2.57$ МэВ мбн. Показано, что единственным источником такого экстремального увеличения является реакция $(\gamma, 1n1p)$, нейтроны из которой были недостоверно (ошибочно) интерпретированы как принадлежащие реакции $(\gamma, 2n)$. Причиной является близость энергий нейтронов из обеих реакций, которая приводит к большим систематическим погрешностям использованного [37] метода определения множественности нейтрона по его энергии. В этой связи должно быть сделано заключение о том, что экспериментальные данные по сечениям парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{58}Ni , полученные на пучке квазимоноэнергетических фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности [37], являются недостоверными и не могут быть рекомендованы для использования в исследованиях и приложениях. Новые сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, sn)$ для ядра ^{58}Ni , оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода, соответствуют физическим критериям достоверности данных и могут быть рекомендованы для использования.

Исследования выполнены в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова.

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 электронная база данных по ядерным реакциям: Секция ядерных данных МАГАТЭ, <http://www-nds.iaea.org/exfor>; Национальный центр ядерных данных США, <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>; Центр данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ, <http://cdfc.sinp.msu.ru/index.ru.html>
4. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1952).
5. C. Tzara, *Compt. Rend. Acad. Sci.* **245**, 56 (1957).
6. J. Miller, C. Schuhl, and C. Tzara, *Nucl. Phys.* **32**, 236 (1962).
7. E. Wolyneć, A. R. V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V. A. Serrão, and M. N. Martins, *Phys. Rev. C* **29**, 1137 (1984).
8. E. Wolyneć and M. N. Martins, *Rev. Brasil. Fis.* **17**, 56 (1987).
9. 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).
10. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, *ВАНИТ. Сер.: Ядерные константы* **1–2**, 48 (2003).
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, С. Ю. Трошиев, *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 884 (2010) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **74**, 842 (2010)].
13. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **75**, 1414 (2012) [*Phys. At. Nucl.* **75**, 1339 (2012)].
14. 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)].
15. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *Изв. РАН. Сер. физ.* **77**, 433 (2013) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **77**, 388 (2013)].
16. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, *Eur. Phys. J. A* **50**, 114 (2014).
17. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **78**, 678 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 634 (2015)].
18. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **78**, 797 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 746 (2015)].
19. 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).
20. 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)].
21. 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)].
22. V. Varlamov, B. Ishkhanov, and V. Orlin, *Phys. Rev. C* **95**, 054607 (2017).

23. V. Varlamov, B. Ishkhanov, and V. Orlin, Phys. Rev. C **96**, 044606 (2017).
24. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and B. S. Ishkhanov, Eur. Phys. J. A **53**, 180 (2017).
25. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **80**, 632 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 1106 (2017)].
26. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 744 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **81**, 670 (2017)].
27. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **54**, 74 (2018).
28. V. Varlamov, A. Davydov, V. Kaidarova, and V. Orlin, Phys. Rev. C **99**, 024608 (2019).
29. С. С. Бельшев, В. В. Варламов, С. А. Гунин, А. И. Давыдов, Б. С. Ишханов, И. А. Пшеничнов, В. Н. Орлин, ЯФ **83**, 2 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 1 (2020)].
30. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, Amer. J. Phys. Appl. **8**, 64 (2020).
31. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **84**, 278 (2021) [Phys. At. Nucl. **84**, 389 (2021)].
32. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **57**, 287 (2021).
33. K. Min and T. A. White, Phys. Rev. Lett. **21**, 1200 (1968).
34. D. G. Owen, E. G. Muirhead, and B. M. Spicer, Nucl. Phys. A **140**, 523 (1970).
35. Б. И. Горячев, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. М. Пискарев, В. Г. Шевченко, О. П. Шевченко, Письма в ЖЭТФ **8**, 76 (1968) [JETP Lett. **8**, 46 (1968)].
36. Б. И. Горячев, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. М. Пискарев, В. Г. Шевченко, О. П. Шевченко, ЯФ **11**, 252 (1970) [Sov. J. Nucl. Phys. **11**, 141 (1970)].
37. S. C. Fultz, R. A. Alvarez, B. L. Berman, and P. Meyer, Phys. Rev. C **10**, 608 (1974).
38. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
39. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 493 (2008)].
40. Y. Tanaka, Prog. Theor. Phys. **46**, 787 (1971).
41. C. Ngo-Trong and D. J. Rowe, Phys. Lett. B **36**, 553 (1971).
42. Ф. А. Живописцев, К. В. Шитикова, ЯФ **16**, 42 (1972) [Sov. J. Nucl. Phys. **16**, 21 (1973)].
43. J. B. Seaborn, D. Drechsel, H. Arenhovel, and W. Greiner, Phys. Lett. **23**, 576 (1966).
44. A. Veyssière, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. Leprêtre, and A. De Miniac, Nucl. Phys. A **227**, 513 (1974).
45. J. T. Caldwell, R. L. Bramblett, B. L. Berman, R. R. Harvey, and S. C. Fultz, Phys. Rev. Lett. **15**, 976 (1965).

RELIABILITY OF PHOTONUCLEAR EXPERIMENTS RESULTS FOR ^{58}Ni

V. V. Varlamov¹⁾, A. I. Davydov²⁾, V. N. Orlin¹⁾

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

²⁾ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia

The reliability of experimental data on partial photoneutron reaction cross sections ($\gamma, 1n$) and ($\gamma, 2n$) for ^{58}Ni obtained in experiments carried out using beams of both bremsstrahlung and quasimonoenergetic annihilation photons were analyzed using the objective physical criteria. It was found out that data obtained using bremsstrahlung are not reliable definitely. At the same time it was shown that there are serious doubts in reliability of data obtained using quasimonoenergetic photons and the method of photoneutron multiplicity sorting. New reliable cross sections of partial and total photoneutron reactions were obtained using the experimental-theoretical method of evaluation basing on the joint using of the experimental neutron yield cross section which is rather independent of neutron multiplicity and the results of calculations in the Combined Photo Nuclear Reaction Model (CPNRM). The significant disagreements between the new reliable evaluated cross sections and the experimental ones for both partial reactions ($\gamma, 1n$) and ($\gamma, 2n$) were analyzed in detail. It was shown that the main reason of disagreements is that experimental cross section of ($\gamma, 1n1p$) reaction was unreliably (erroneously) interpreted as that of ($\gamma, 2n$) reaction.