

НОВЫЕ ОЦЕНЕННЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{60}Ni

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

Поступила в редакцию 05.04.2022 г.; после доработки 05.04.2022 г.; принята к публикации 07.04.2022 г.

С помощью объективных физических критериев исследована достоверность сечений парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{60}Ni , полученных в экспериментах на пучках как тормозного γ -излучения, так и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Установлено, что в то время, как данные, полученные с помощью тормозного γ -излучения, физическим критериям не удовлетворяют и определенно не являются достоверными, к достоверности данных, полученных с квазимоноэнергетическими фотонами, имеются серьезные претензии. Сечения парциальных реакций на ядре ^{60}Ni , удовлетворяющие физическим критериям, оценены с помощью экспериментально-теоретического метода, в котором совместно использованы экспериментальные данные только по сечению выхода нейтронов и результаты расчетов сечений парциальных реакций в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР), не зависящие от проблем экспериментального определения множественности нейтронов. Установлено, что расхождения оцененных и экспериментальных сечений реакций обусловлены присутствием в экспериментальных данных систематических погрешностей использованного в эксперименте метода определения множественности нейтронов по их измеряемым энергиям. Обнаружено, что соотношения оцененных и экспериментальных данных в соседних ядрах ^{60}Ni и ^{58}Ni существенно различаются, что обусловлено особенностями процессов их фоторасщепления, прежде всего, значительными различиями энергетических порогов и абсолютных величин сечений реакций $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$.

DOI: 10.31857/S0044002722050105

1. ВВЕДЕНИЕ

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ в области энергий Гигантского Дипольного Резонанса (ГДР) на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$ получены в экспериментах, выполненных на пучках как тормозного γ -излучения [1–4], так и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов [5]. Методы получения сечений таких реакций в экспериментах этих двух типов принципиально различались. В экспериментах с тормозным γ -излучением, спектр фотонов которого $W(E^M, E)$ является сплошным, в результате решения обратной задачи определения (развертки) сечения реакции $\sigma(E)$ из ее измеренного выхода $Y(E)$:

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

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

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; ε — эффективность детектора; α — нормировочная константа, непосредственно возможно определение лишь сечения выхода нейтронов

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

Это обусловлено тем обстоятельством, что такие эксперименты проводятся в основном на пучках бетатронов, и выход реакции измеряется в момент действия импульса тормозного γ -излучения: при превышении верхней границей спектра фотонов тормозного γ -излучения энергетических порогов $B1n$ и $B2n$ ($B3n$ и др.) парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ и др. регистрируются нейтроны, образующиеся во всех энергетически возможных реакциях. Для определения сечений парциальных

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия.

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

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

реакций используются специальные методы, наибольшее распространение среди которых получил метод внесения в экспериментальное сечение выхода $\sigma(\gamma, xn)$ поправок, рассчитываемых по статистической теории [6]. С помощью таких поправок в области энергий до порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ возможно определение сечения реакции $(\gamma, 2n)$, которое, в свою очередь, позволяет определить и сечение реакции $(\gamma, 1n)$:

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

и сечение полной фотонейтронной реакции

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, sn) &= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \\ &= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n). \end{aligned} \quad (4)$$

В альтернативных экспериментах прямого измерения сечений фотонейтронных реакций использовались квазимоноэнергетические фотоны, образующиеся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов [7, 8]. Вылетающие вперед аннигиляционные фотоны имеют энергию, практически равную энергии позитронов. Такие квазимоноэнергетические фотоны сопровождаются фотонами тормозного γ -излучения от позитронов, спектр которых, как и спектр тормозного γ -излучения от электронов, является сплошным, что требует исключения вкладов таких фотонов в сечение реакции. С этой целью 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 квазимоноэнергетических фотонов с исследуемым ядром: $Y(E^M) \approx \sigma(E)$.

Измерения проводятся между импульсами линейного ускорителя при использовании метода разделения фотонейтронов по множественности, определяемой по энергии нейтронов, непосредственно определяют сечения парциальных реакций, которые затем используются для определения сечения выхода нейтронов (1) и сечения полной фотонейтронной реакции (4).

Большинство определенных в экспериментах обоого типа сечений как парциальных, так и полных фотонейтронных реакций были опубликованы

в различных Атласах [9, 10] и включены в международную электронную базу данных по ядерным реакциям [11], содержащую числовую информацию практически по всем исследованным сечениям реакций. Создание этой базы данных позволило провести системный сравнительный анализ результатов разных экспериментов для большого количества ядер. Было установлено, что сечения реакций, полученные в экспериментах описанных двух основных типов, существенно различаются и по форме, и по абсолютной величине [12, 13]. Было показано, что расхождения по форме между сечениями реакций, полученными с помощью тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, обусловлены существенно разными достигаемыми эффективными энергетическими разрешениями, а расхождения по абсолютной величине в основном обусловлены различиями методов нормировки экспериментальных данных [14].

Вместе с тем было обнаружено, что между результатами экспериментов с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами, абсолютное большинство которых было получено в двух лабораториях — в Ливерморе (США) и Сакле (Франция) — имеются существенные расхождения [15–18]. 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, было установлено [15–18], что между сечениями парциальных реакций, полученными в этих лабораториях, наблюдаются расхождения до 100% величины, причем сечения реакции $(\gamma, 1n)$ имеют заметно большие величины в Сакле, а реакции $(\gamma, 2n)$ — в Ливерморе. Средние значения отношений интегральных сечений для парциальных реакций равны соответственно $\langle \sigma_{\text{С}}^{\text{ИИТ}}(\gamma, 1n) / \sigma_{\text{Л}}^{\text{ИИТ}}(\gamma, 1n) \rangle = 1.08$ и $\langle \sigma_{\text{С}}^{\text{ИИТ}}(\gamma, 2n) / \sigma_{\text{Л}}^{\text{ИИТ}}(\gamma, 2n) \rangle = 0.83$. Это означает, что наблюдаемые расхождения определенно являются систематическими. При этом расхождения между сечениями выхода нейтронов (2), включающими в себя нейтроны из всех энергетических возможных парциальных реакций, оказываются относительно небольшими ($\sim 10\%$). Из этого следует, что основными причинами обсуждаемых расхождений между сечениями парциальных реакций являются систематические погрешности использованных методов определения множественности нейтронов в тех областях энергий налетающих фотонов, в которых различные парциальные реакции конкурируют. В исследованиях, выполненных для большого количества ядер от ^{51}V до ^{209}Bi , было установлено [19–40], что во многих случаях сечения парциальных реакций, определенные с

помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, не соответствуют объективным физическим критериям достоверности [19, 20]. Было показано, что основной причиной обсуждаемых расхождений является неоднозначность идентификации в этом методе множественности нейтронов по измеряемой экспериментально их энергии. Вследствие близости энергетических спектров нейтронов, принадлежащих разным парциальным реакциям [34], часть нейтронов из $1n$ -реакции недостоверно (ошибочно) приписывается $2n$ -реакции и наоборот.

Как отмечалось выше, сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ в области энергий ГДР на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$ были получены в экспериментах, выполненных на пучках как тормозного γ -излучения [1–4], так и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [5]. В подробном сравнительном исследовании [5] данных этих экспериментов с результатами разных теоретических расчетов [41–44] было установлено, что все эти расчеты дают полуколичественное описание тех или иных особенностей величины и формы экспериментальных сечений реакций в области энергий налетающих фотонов до ~ 20 МэВ. При больших энергиях фотонов согласие экспериментальных и теоретических сечений существенно хуже, а при энергиях, превышающих ~ 25 МэВ, все расчеты [41–44] особенностей экспериментальных сечений не воспроизводят.

Именно в области энергий фотонов, превышающих ~ 20 МэВ, конкурируют между собой сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на изотопах никеля, поскольку $B2n(^{58}\text{Ni}) = 22.5$ МэВ и $B2n(^{60}\text{Ni}) = 20.4$ МэВ. Достоверность экспериментальных данных по сечениям полных и парциальных реакций на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$ вызывает большой интерес, поскольку:

— сечения выхода нейтронов (2), полученные в нескольких экспериментах, выполненных на пучках тормозного γ -излучения и на пучке квазимоноэнергетических фотонов, существенно расходятся;

— сечения парциальных реакций, полученные в экспериментах обоого типа, также существенно расходятся;

— эксперименты на пучке квазимоноэнергетических фотонов были выполнены только в Ливермор-е, и, следовательно, возможность сравнения их результатов с результатами аналогичных экспериментов, выполненных в Сакле, отсутствует;

— данные, полученные для соседних изотопов Ni, существенно различаются (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);

— экспериментальные сечения разных реакций существенно расходятся с результатами различных теоретических расчетов.

Детальное исследование достоверности экспериментальных данных с использованием объективных физических критериев достоверности данных и экспериментально-теоретического метода оценки [19, 20] было выполнено для ядра ^{58}Ni [45]. Установлены основные причины наблюдающихся расхождений результатов разных экспериментов. В случае результатов, полученных с помощью тормозного γ -излучения [1–4], — это определенные погрешности описанной выше процедуры внесения поправок в сечение выхода нейтронов, рассчитываемых по статистической теории. В случае результатов, полученных с помощью квазимоноэнергетических фотонов [5], — это отсутствие учета существенного вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$, энергетический порог которой $B1n1p = 19.6$ МэВ на 2.9 МэВ ниже порога $B2n = 22.5$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$, а величина сечения $\sigma(\gamma, 1n1p)$ приблизительно в 20 раз превышает сечение $\sigma(\gamma, 2n)$. В двухнуклонной реакции $(\gamma, 1n1p)$ энергия возбуждения исследуемого ядра делится между нейтроном и протоном приблизительно так же, как и в другой двухнуклонной реакции $(\gamma, 2n)$, а, следовательно, энергии нейтронов, образующихся в таких реакциях, могут быть весьма близки. Однако в первой из этих реакций множественность нейтронов равна 1, а во второй — 2, что вносит существенные погрешности в процедуру разделения нейтронов между такими реакциями. Было показано [45], что в случае ядра ^{58}Ni значительное количество нейтронов малых энергий, образующихся в реакции $(\gamma, 1n1p)$, было интерпретировано [5] как нейтроны из реакции $(\gamma, 2n)$, а, следовательно, сечение $\sigma(\gamma, 1n)$, фактически представляющее собой сумму $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$, было недостоверно (ошибочно) занижено, а сечение $\sigma(\gamma, 2n)$ столь же недостоверно завышено. Кроме того, в случае ядра ^{58}Ni [45] были установлены и некоторые другие причины обсуждаемых расхождений, имеющие не физический, а технический характер.

Настоящая работа посвящена детальному анализу достоверности результатов разных экспериментов, выполненных для ядра ^{60}Ni , оценке новых достоверных сечений полных и парциальных реакций для этого ядра и сравнению их особенностей с особенностями данных для ядра ^{58}Ni .

Таблица 1. Экспериментальные и теоретические интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в МэВ мбн) и центры тяжести $E^{\text{ц.т}}$ (в МэВ) сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ для ядра ^{60}Ni

	$E^{\text{инт}} = B2n = 20.4 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 30.0 \text{ МэВ}$	
	$\sigma^{\text{инт}}$	$E^{\text{ц.т}}$	$\sigma^{\text{инт}}$	$E^{\text{ц.т}}$
[1]	380.25 (1.72)	16.80 (0.33)	494.36 (2.64)	18.05 (0.45)
[2]	426.24 (4.83)	17.11 (0.84)	630.88 (6.92)	18.66 (0.91)
[4]	352.36 (1.35)	17.27 (0.28)	806.41 (2.80)	21.63 (0.36)
[5]	388.62 (1.96)	17.06 (0.35)	705.83 (2.99)	20.46 (0.38)
[46, 47]	420.33 (7.23)	17.15 (1.25)	663.34 (7.70)	19.87 (0.89)
[46, 47] корр.	392.33 (6.69)	17.09 (1.24)	613.32 (7.12)	19.78 (0.88)

2. СЕЧЕНИЯ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{60}Ni

2.1. Сечения выхода нейтронов

На рис. 1 проводится сравнение сечений выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ для ядра ^{60}Ni , определенных в разных экспериментах, с результатами расчета такого сечения в рамках КМФЯР [46, 47]. Предравновесная экситонная модель основана на использовании плотностей уровней ядра, рассчитанных в модели Ферми-газа, и учитывает влияние на процессы формирования и распада ГДР ядра эффектов, обусловленных его деформацией и изоспиновым расщеплением ГДР. КМФЯР использовалась в исследованиях достоверности экспериментальных сечений парциальных фотонейтронных реакций на большом числе ядер [19–40]. Значения интегральных сечений и энергетических центров тяжести обсуждаемых сечений выхода нейтронов, рассчитанные в области энергий фотонов как до порога $B2n = 20.4 \text{ МэВ}$ реакции $(\gamma, 2n)$, так и до энергии 30 МэВ , приведены в табл. 1. Из данных рис. 1 и табл. 1 хорошо видно, что сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, полученные во всех обсуждаемых экспериментах, выполненных с помощью как тормозного γ -излучения [1–4], так и квази-моноэнергетических фотонов [5], заметно отличаются от теоретического сечения, рассчитанного в КМФЯР, во всей исследованной области энергий налетающих фотонов. В области энергий фотонов до $B2n = 20.4 \text{ МэВ}$ эти расхождения относительно невелики, однако при больших энергиях они становятся существенными. Следует отметить, что в области энергий до $B2n = 20.4 \text{ МэВ}$ наилучшее согласие с теоретическим сечением наблюдается для сечения, полученного с квазимоноэнергетическими фотонами [5], хотя при больших энергиях это экспериментальное сечение несколько превышает теоретическое сечение. При этом в области энергий

фотонов от 20.4 до 30.0 МэВ сечения, полученные в экспериментах с тормозным γ -излучением [1–4], существенно превышают теоретическое сечение. Как это было сделано в предыдущем исследовании для ядра ^{58}Ni [45], для дальнейших обсуждений следует отметить, что результаты [3, 4] получены в аналогичных экспериментах, несколько различающихся по достигнутому энергетическому разрешению, а сечения парциальных реакций в дополнение к сечению выхода нейтронов получены лишь в эксперименте [4].

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в области энергий фотонов $\sim 22.0\text{--}30.0 \text{ МэВ}$ значительное превышение сечения, полученного с помощью тормозного γ -излучения [4], над теоретическим сечением [46, 47] ($2.05(454.05 = 806.41 - 352.36) / [220.99 = 613.32 - 392.33]$) оказывается, как и в случае с данными для ядра ^{58}Ni [45], сконцентрированным в области энергий фотонов $\sim 25\text{--}30 \text{ МэВ}$ с максимумом при энергии $\sim 28 \text{ МэВ}$. Это, как и в случае с ядром ^{58}Ni , позволяет предположить присутствие постороннего элемента, более легкого по сравнению с никелем, и при использовании выражения для описания зависимости энергии максимума ГДР от атомного номера элемента A

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

оценить атомный номер постороннего элемента как $A = 17$, что соответствует такому элементу, как кислород. Это означает, что аналогично случаю для ядра ^{58}Ni [45], возможно, реальной мишенью в эксперименте [4] был не чистый изотоп никеля ^{60}Ni , а его оксид, что косвенно подтверждается наличием максимумов с амплитудой $\sim 10\text{--}15 \text{ мбн}$ в области энергий фотонов $\sim 22\text{--}30 \text{ МэВ}$ в сечении реакции выхода нейтронов для ядра ^{16}O [48, 49].

В случае ядра ^{60}Ni , как и в случае ядра ^{58}Ni [45], наблюдаются существенные расхождения между

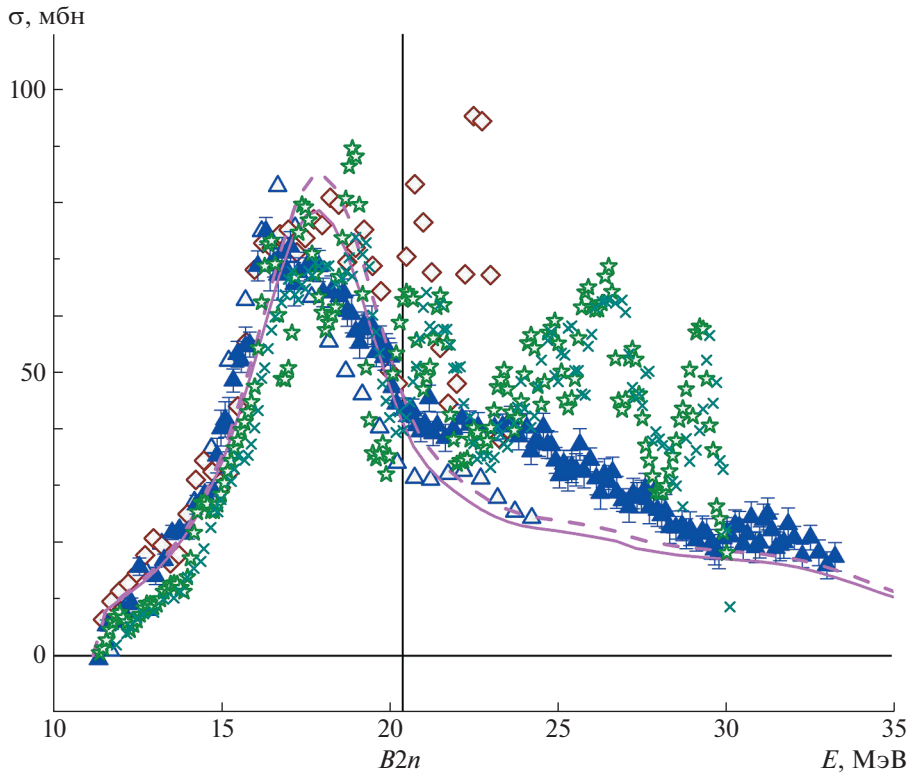


Рис. 1. Сравнение экспериментальных ([1] — пустые треугольники, [2] — ромбы, [3] — кресты, [4] — звезды, [5] — заполненные треугольники) и теоретических ([46, 47] — кривые (штриховая — до, сплошная — после корректировки (см. далее)) сечений выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ на ядре ^{60}Ni .

результатами разных экспериментов [1–5], проявляющиеся в области энергий налетающих фотонов, в которой между собой конкурируют парциальные реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, которые делают актуальным вопрос о достоверности экспериментальных данных. Этот вопрос относительно данных для ядра ^{60}Ni рассматривается с помощью объективных физических критериев достоверности данных о сечениях парциальных реакций, предложенных ранее [19, 20].

2.2. Достоверность сечений парциальных реакций на ядре ^{60}Ni

В исследованиях достоверности сечений парциальных фотонейтронных реакций для большого числа ядер от ^{51}V до ^{209}Bi [19–40] в качестве объективных физических критериев достоверности данных [19, 20] были использованы отношения сечений 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 этому определению положительные значения таких отношений F_i не должны превышать пределов 1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$. Превышения отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ указанных верхних пределов означают [19–40], что в экспериментальных сечениях реакций присутствуют систематические погрешности, вследствие чего эти сечения не являются достоверными.

Для оценки сечений парциальных реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$, был использован экспериментально-теоретический метод [19, 20], в котором 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. Вклады сечений парциальных реакций в это сечение определяются с помощью отношений F_i (7), рассчитанных в рамках КМФЯР [46, 47], которые также от обсуждаемых проблем не зависят:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \quad (8)$$

$$= [\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)] \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn).$$

На основании сравнения [22, 27, 31] данных, оцененных с помощью экспериментально-теоретиче-

ского метода, и экспериментальных данных для ядер ^{181}Ta , ^{197}Au и ^{209}Bi , полученных на пучках тормозного γ -излучения активационным методом, который является альтернативным методу разделения фотонейтронов по множественности, поскольку в нем разделение парциальных реакций осуществляется по характеристикам не образующихся нейтронов, а конечных ядер реакций, было установлено, что для достоверных экспериментальных данных отношения $F_i^{\text{эксп}}$ не должны заметно отличаться от $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в КМФЯР [46, 47].

Отношения F_i , полученные как для экспериментальных, так и теоретических сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{60}Ni , приведены на рис. 2. Хорошо видно, что результаты, полученные в экспериментах, выполненных с тормозным γ -излучением [1, 2, 4], определенно не являются достоверными, поскольку для обоих сечений отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ существенно (в разы) отличаются от отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}$. При этом $F_1^{\text{эксп}}$ [1] > $F_1^{\text{теор}}$, тогда как $F_2^{\text{эксп}}$ [1] < $F_2^{\text{теор}}$ и, напротив, $F_1^{\text{эксп}}$ [4] < $F_1^{\text{теор}}$, тогда как $F_2^{\text{эксп}}$ [4] > $F_2^{\text{теор}}$.

Расхождения между отношениями $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ [5] и $F_{1,2}^{\text{теор}}$ оказываются существенно меньшими, хотя из данных, приведенных на рис. 2, следует, что $F_1^{\text{эксп}}$ [5] заметно завышены, а $F_2^{\text{эксп}}$ [5] занижены по сравнению с соответствующими $F_{1,2}^{\text{теор}}$. Это определенно свидетельствует о недостоверном перемещении некоторого количества нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ в реакцию $(\gamma, 1n)$.

3. НОВЫЕ ДОСТОВЕРНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{60}Ni , ОЦЕНЕННЫЕ С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{60}Ni , удовлетворяющие физическим критериям достоверности (7), были оценены описанным выше экспериментально-теоретическим методом (8), в котором использовались результаты расчета отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}$ в рамках КМФЯР [46, 47], немного скорректированные для достижения наилучшего согласия экспериментального $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ и теоретического $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ сечений выхода нейтронов. На основании данных для интегральных сечений и энергетических центров тяжести, приведенных в табл. 1, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ было умножено на коэффициент 0.92 (388.62/420.33) и смещено к меньшим энергиям фотонов на 0.090 МэВ (17.15–17.06 МэВ).

Оцененные сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{60}Ni и полученное с их помощью оцененное сечение полной фотонейтронной реакции

(4) в сравнении с экспериментальными сечениями [4, 5] представлены на рис. 3. Хорошо видны огромные расхождения между оцененными сечениями реакций и данными эксперимента с тормозным γ -излучением [4], которые свидетельствуют о том, что в соответствии с данными для отношений $F_{1,2}$ результаты этого эксперимента не являются достоверными. Соответствующие интегральные сечения представлены в табл. 2. Из них следует, что в области энергий фотонов до 30.0 МэВ интегральное экспериментальное сечение $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, xn)$ [4] заметно (на ~14% = 806.41/704.89) превышает интегральное оцененное сечение $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, xn)$. В то же время в этой области энергий $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)$ [4] оказывается приблизительно на ~28% (437.03/551.85) меньше, чем $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n)$, а сечение $\sigma^{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n)$ [4], напротив, на 241% (184.67/76.52) превышает $\sigma^{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n)$. Столь огромное расхождение подтверждает сделанный ранее вывод о том, что причиной являются не какие-то физические причины, обусловленные особенностями фоторасщепления ядра ^{60}Ni , а причины иной природы, технические, вероятно, связанные с загрязнением мишени.

Весьма важно отметить то обстоятельство, что сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ [4], как и в случае ядра ^{58}Ni [45], опубликовано в области энергий фотонов лишь до $E = 25.3$ МэВ, в то время как остальные из определенных сечений $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn)$ и $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ — до энергии 30.0 МэВ. Причина такого положения дел полностью аналогична той, которая была установлена ранее и для ядра ^{58}Ni [45], и понятна из данных, приведенных на рис. 3в. Сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ [37] резко уменьшается до нулевого значения при энергии $E = 25.3$ МэВ, что 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 реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ [4]. Это предположение подтверждается тем, что именно в этой области энергий фотонов наблюдается экстремально большое недостоверное превышение сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ [4] над сечением $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$.

Вместе с тем из данных, приведенных в табл. 2, очевидно, что в соответствии с отношениями $F_{1,2}$ оцененное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ оказывается заметно меньшим по сравнению с экспериментальным сечением, полученным в эксперименте [5] (551.85 и 583.97 МэВ мбн), тогда как оцененное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ оказывается, напротив, заметно большим по сравнению с экспериментальным сечением [5] (76.25 и 62.74 МэВ мбн). На рис. 4 представлены соответствующие разности

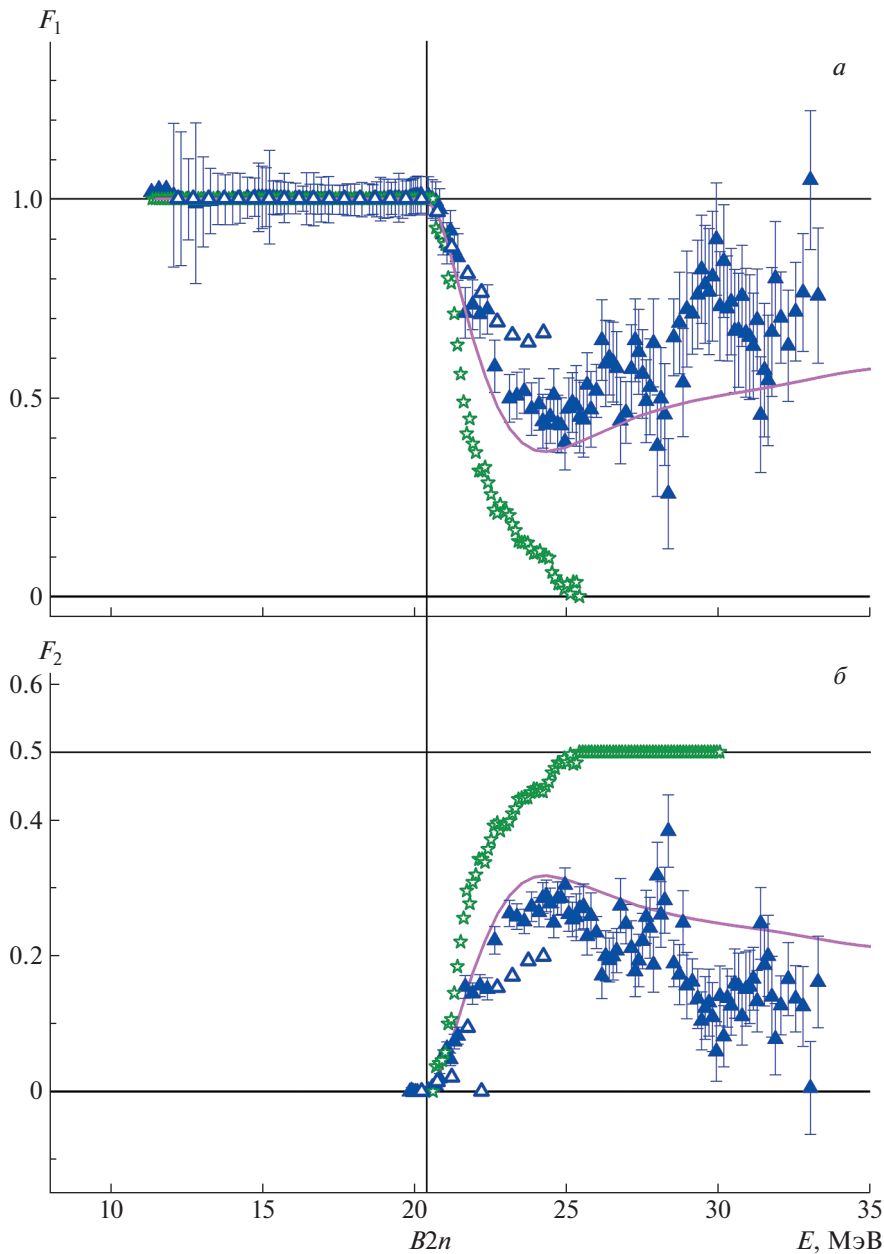


Рис. 2. Отношения F_1 (а) и F_2 (б), полученные для ядра ^{60}Ni с использованием экспериментальных данных ([1] — пустые треугольники, [4] — звезды, [5] — треугольники), в сравнении с результатами расчетов в КМФЯР ([46, 47] — кривые).

между экспериментальными и оцененными сечениями реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$

$$\Delta\sigma(\gamma, 1n) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n) \quad (9)$$

и

$$\Delta\sigma(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n), \quad (10)$$

которые также полностью подтверждают выводы, сделанные на основании данных для отношений $F_{1,2}$, о том, что при проведении эксперимента [5] заметное количество нейтронов было недостоверно перемещено из реакции $(\gamma, 2n)$ в реакцию $(\gamma, 1n)$.

Как и в случае ядра ^{58}Ni [45], вследствие использования метода прямой регистрации нейтронов в эксперименте [5] на ядре ^{60}Ni сечение реакции $\sigma(\gamma, 1n)$ фактически представляет собой сумму сечений $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$, что делает необходимым в области энергий ГДР рассматривать конкуренцию всех трех реакций — $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 1n1p)$. Ранее при исследовании относительно легких ядер (^{51}V [40], ^{59}Co [25], ^{75}As [35] и ^{58}Ni [45]) было установлено, что двухнуклонная реакция $(\gamma, 1n1p)$ является главным источником существенных систематических погрешностей процеду-

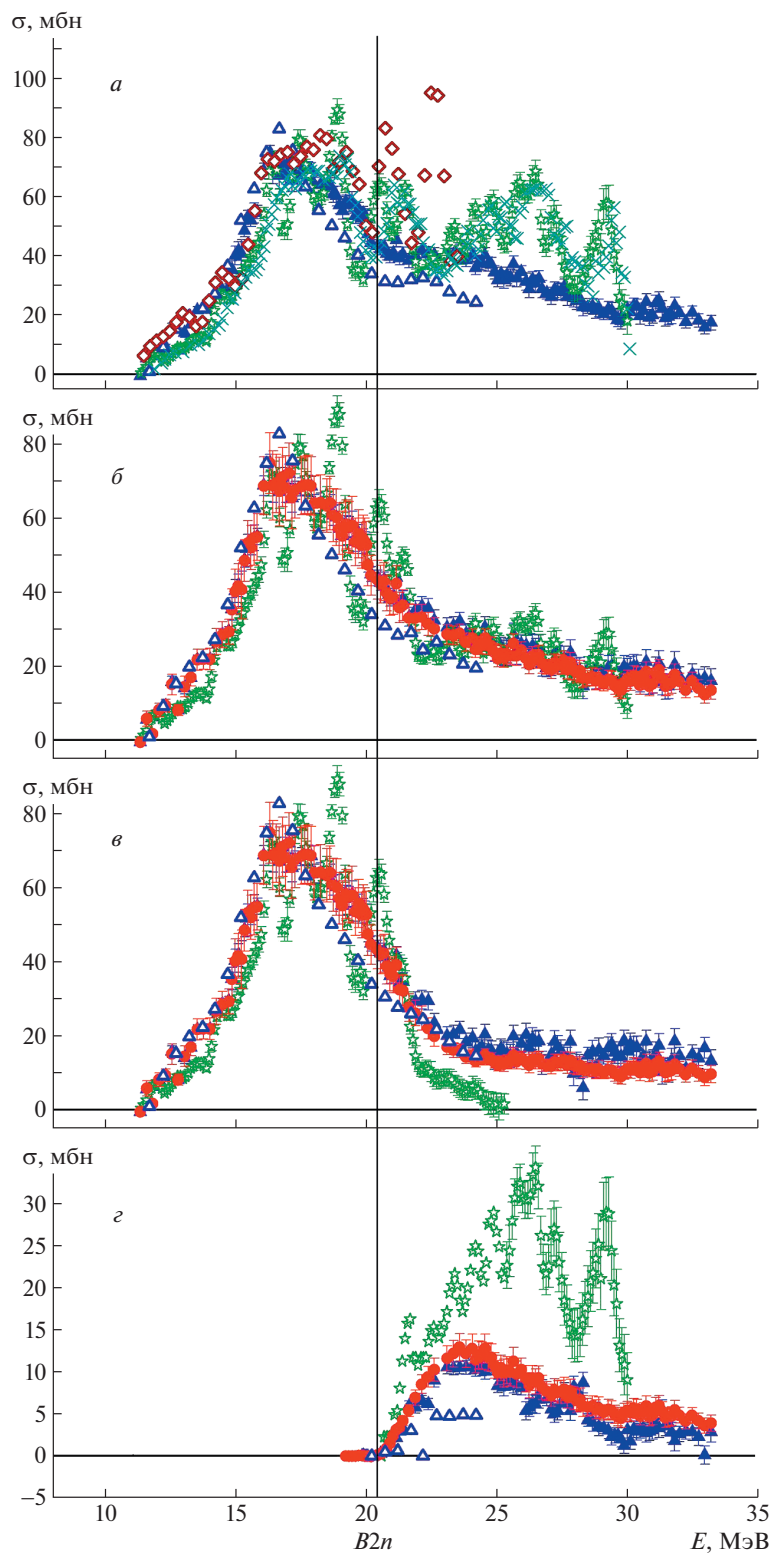


Рис. 3. Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных ([2] — ромбы, [3] — кресты, [4] — звезды, [5] — треугольники) сечений реакций на ядре ^{60}Ni : *a* — $\sigma(\gamma, xn)$, *b* — $\sigma(\gamma, sn)$, *v* — $\sigma(\gamma, 1n)$, *z* — $\sigma(\gamma, 2n)$.

ры определения множественности детектируемых нейтронов по их энергии. В такой реакции энергия возбуждения исследуемого ядра делится между нейтроном и протоном приблизительно так же, как

и в другой двухнуклонной реакции $(\gamma, 2n)$. Это означает, что энергии нейтронов из таких реакций могут быть весьма близки. При этом в реакции $(\gamma, 1n1p)$ множественность нейтронов равна 1, а

Таблица 2. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в МэВ мбн), рассчитанные для областей энергий фотонов до $B2n = 20.4$ и 30.0 МэВ по оцененным и экспериментальным [1, 2, 4, 5] данным для ядра ^{60}Ni

Реакция	(γ, xn)	(γ, sn)	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$
$E^{\text{инт}} = B2n = 20.4 \text{ МэВ}$				
[1]	380.25 (1.72)	380.16 (2.96)	380.16 (1.73)	0.01 (2.42)
[2]	426.24 (4.83)			
[4]	352.36 (1.35)	352.36 (1.35)	352.36 (1.35)	
[5]	388.62 (1.96)	388.8 (1.96)	388.81 (1.96)	-0.01 (0.05)
Оценка	387.68 (4.98)	387.69 (4.98)	387.69 (4.98)	
$E^{\text{инт}} = 30.0 \text{ МэВ}$				
[1]*	494.36 (2.64)	479.45 (3.53)	469.06 (1.74)	10.5 (3.08)
[2]**	630.88 (6.92)			
[4]***	806.41 (2.80)	621.74 (2.36)	437.03 (1.81)	184.67 (1.51)
[5]	705.83 (2.99)	646.71 (3.22)	583.97 (3.12)	62.74 (0.79)
Оценка	704.89 (5.77)	628.37 (5.64)	551.85 (5.51)	76.52 (1.21)

* Экспериментальные сечения реакций [1], рассчитанные до энергии $E^{\text{инт}} = 24.3$ МэВ.

** Экспериментальные сечения реакций [2], рассчитанные до энергии $E^{\text{инт}} = 23.5$ МэВ.

*** Экспериментальные сечения реакций [4], рассчитанные до энергии $E^{\text{инт}} = 25.3$ МэВ.

в реакции $(\gamma, 2n) - 2$, что вносит существенные погрешности в процедуру разделения нейтронов между такими реакциями: некоторые нейтроны малых энергий из реакции $(\gamma, 1n1p)$ интерпретируются как нейтроны из реакции $(\gamma, 2n)$ и наоборот. Это обусловлено тем, что в эксперименте [5] на основании данных об энергиях детектируемых нейтронов записывались события трех типов: 1) все случаи, когда нейтроны идентифицировались как “единственные”; 2) все случаи, когда появлялось два или более нейтронов, которые идентифицировались как “двойные”; 3) все случаи, когда появлялись три и более нейтронов, которые идентифицировались как “тройные”. При близости энергий нейтронов из разных реакций статистический анализ данных по записываемым нейтронным событиям был затруднен, и в результате и сечение $\sigma(\gamma, 1n)$, в действительности сумма сечений $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$, и сечение $\sigma(\gamma, 2n)$ определялись с существенными систематическими погрешностями.

4. СООТНОШЕНИЯ ОЦЕНЕННЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{58,60}\text{Ni}$ И ОСОБЕННОСТИ ИХ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ

Обнаруженное в случае ядра ^{60}Ni недостоверное перемещение нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ в реакцию $(\gamma, 1n)$, фактически — сумму реакций

$\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$, относительно невелико. Из данных рис. 4 следует, что уменьшение сечения одной из реакций и соответствующее увеличение сечения другой имеют величины ~ 5 мбн. Такие погрешности типичны для измерений на пучках квазиодноэнергетических фотонов, в которых для разделения сечений реакций различной множественности используется измерение их энергии, и установлены для большого количества исследованных ранее ядер [19–40].

Как было показано [45], в случае ядра ^{58}Ni ситуация оказывается неблагоприятной для данной процедуры определения множественности детектируемых нейтронов, так как в этом случае практически все приписываемые в эксперименте [5] на самом деле принадлежат реакции $(\gamma, 1n1p)$. Значительные различия в конкуренции между реакциями $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 1n1p)$ на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$ могут быть объяснены существенными различиями процессов фоторасщепления обоих изотопов. Эти различия могут быть проиллюстрированы данными, приведенными на рис. 5, на котором для обоих изотопов проводится сравнение сечений выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ с результатами расчетов сечений различных реакций, выполненных в КМФЯР [46, 47]. Прежде всего, обращает на себя внимание кардинальное расхождение данных о сечениях реакций $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$. В случае ядра ^{60}Ni сечения этих реакций весьма близки, тогда как в случае ядра ^{58}Ni величина сечения

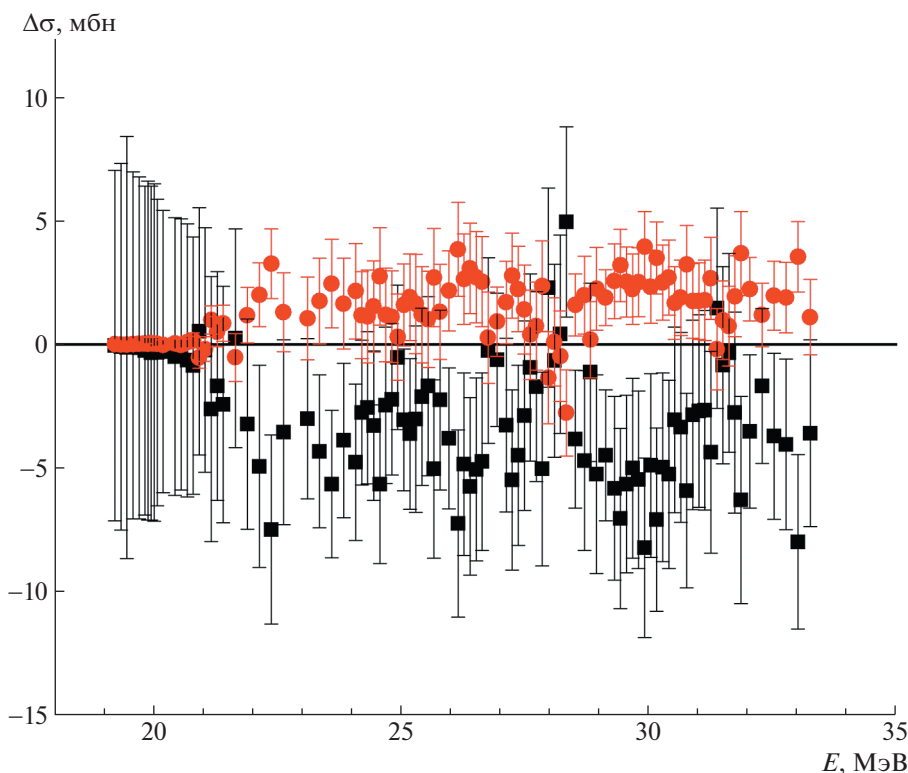


Рис. 4. Сравнение разностей между экспериментальными и оцененными сечениями реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{60}Ni : $(\Delta\sigma(\gamma, 1n)$ (9) — кружки; $\Delta\sigma(\gamma, 2n)$ (10) — квадраты).

реакции $(\gamma, 2n)$ по сравнению с величиной сечения реакции $(\gamma, 1n1p)$ пренебрежимо мала. В табл. 3 приведены данные об энергетических порогах и абсолютных величинах сечений (рассчитанные в рамках КМФЯР) разных фотонейтронных реакций на обоих изотопах в области ГДР вместе с данными и для фотопротонных реакций, которые также играют важную роль в процессах их фоторасщепления. Данные табл. 3 свидетельствуют о том, что в случае ядра ^{60}Ni сечение реакции $(\gamma, 1n1p)$ превышает сечение реакции $(\gamma, 2n)$ приблизительно в 20 раз.

В целом обращают на себя внимание следующие различия характеристик фотоядерных реакций на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$:

- при близости энергетических порогов $B1n1p$ в обоих ядрах близки и абсолютные величины сечений реакции $(\gamma, 1n1p)$, имеющих максимумы при энергии фотонов 31.0 МэВ с амплитудами 6.3 мбн в случае ядра ^{58}Ni и 7.7 мбн в случае ядра ^{60}Ni ;

- при близости энергетических порогов $B1n1p$ и $B2n$ в случае ядра ^{60}Ni близки и абсолютные величины сечений реакции $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$, правда, их максимумы расположены при несколько различных энергиях фотонов — соответственно при энергии фотонов 31.0 МэВ с амплитудой 7.7 мбн и при энергии 24.4 МэВ с амплитудой 7.8 мбн;

- энергетические пороги $B1n1p$ и $B2n$ близки в случае ядра ^{60}Ni (20.0 и 20.4 МэВ соответственно), тогда как в случае ядра ^{58}Ni $B1n1p = 19.6$ МэВ, что на 2.9 МэВ ниже по сравнению с $B2n = 22.5$ МэВ;

- при столь большом превышении энергетического порога $B2n$ над порогом $B1n1p$ в случае ядра ^{58}Ni сечение реакции $(\gamma, 2n)$ оказывается практически полностью (в ~ 20 раз, 0.3 мбн по сравнению с 6.3 мбн) подавленным по сравнению с сечением реакции $(\gamma, 1n1p)$;

- в ядре ^{58}Ni по сравнению с ядром ^{60}Ni наряду с существенным занижением роли “чисто” нейтронных каналов (амплитуды сечений реакции $(\gamma, 1n)$ имеют величины 26.5 мбн и 85.0 мбн, а реакции $(\gamma, 2n)$ — 0.3 мбн и 7.8 мбн соответственно) наблюдается существенное завышение роли “чисто” протонных каналов (в случае $(\gamma, 1p)$ — 81.6 по сравнению с 51.8 мбн и в случае $(\gamma, 2p)$ — 13.7 по сравнению с 2.2 мбн).

Отмеченные своеобразные характеристики процессов фоторасщепления ядра ^{58}Ni по сравнению с фоторасщеплением ядра ^{60}Ni нуждаются в специальном исследовании. Однако предварительно и весьма кратко они могут быть объяснены влиянием эффектов протонно-нейтронной симметрии на

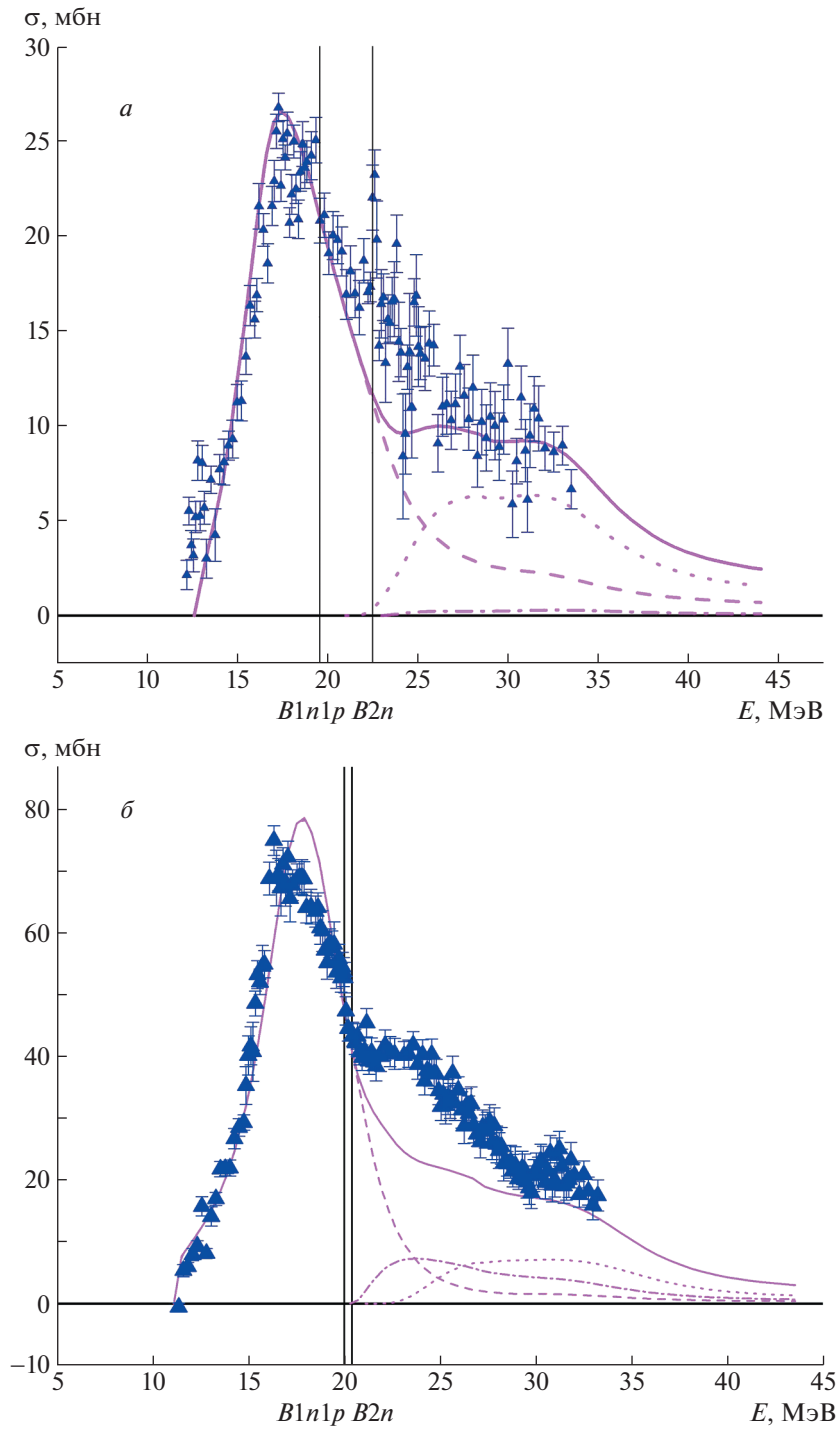


Рис. 5. Сравнение экспериментальных сечений выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ для ядер $^{58,60}\text{Ni}$ с теоретическими сечениями реакций, рассчитанными в КМФЯР. Кривые: сплошная — $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$, штриховая — $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$, точечная — $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$, штрихпунктирная — $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$. Треугольники — экспериментальные данные [5].

массу ядра. Из хорошо известной массовой формулы Вейцеккера [50] следует, что бета-стабильное ядро с $A = 58$ должно иметь $Z = 26$, а не 28, тогда как для ядра с $A = 60$ равновесное число протонов равно $Z = 27$. Из этого следует, что ядро

^{58}Ni по сравнению с ядром ^{60}Ni в определенном смысле является “протонно-избыточным” — содержит “избыточное” число протонов [50–52]. Именно это может быть причиной существенной наблюдаемой для изотопов никеля значительной разницы энергетических порогов реакций $(\gamma, 1n)$ и

Таблица 3. Энергетические пороги (B), положения максимумов ($E^{\text{макс}}$) и абсолютные величины ($\sigma^{\text{макс}}$) [46, 47] сечений основных фотонейтронных и фотопротонных реакций в области энергий ГДР ядер $^{58,60}\text{Ni}$

Реакция	^{58}Ni			^{60}Ni		
	B , МэВ	$E^{\text{макс}}$, МэВ	$\sigma^{\text{макс}}$, мбн	B , МэВ	$E^{\text{макс}}$, МэВ	$\sigma^{\text{макс}}$, мбн
$(\gamma, 1n)$	12.2	17.0	26.5	11.4	18.0	85.0
$(\gamma, 1n1p)$	19.6	31.0	6.3	20.0	31.	7.7
$(\gamma, 2n)$	22.5	32.2	0.3	20.4	24.4	7.8
$(\gamma, 1p)$	8.2	18.6	81.6	9.5	20.8	51.8
$(\gamma, 2p)$	14.2	23.0	13.7	16.9	24.4	2.2

$(\gamma, 1p)$ и реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 1n1p)$, которые составляют соответственно $B1n-B1p = 4.0$ и $B2n-B1n1p = 2.9$ МэВ в случае ядра ^{58}Ni и $B1n-B1p = 1.9$ и $B2n-B1n1p = 0.4$ МэВ в случае ядра ^{60}Ni (табл. 3). Это приводит к тому, что в ^{58}Ni , пока не испущен нейтрон, несмотря на действие кулоновского барьера, преобладают протонные каналы распада. В частности, как отмечалось, из данных рис. 5 видно, что расчетное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ пренебрежимо мало по сравнению с сечением реакции $(\gamma, 1n1p)$.

Расчет одночастичных протонных и нейтронных уровней для обоих ядер в потенциале Вудса–Саксона, базирующемся на экспериментальных данных, использованных при построении оптического потенциала [53], дает для последних заполненных протонных и нейтронных орбиталей (уровней Ферми) значения энергий: $E_F(p) = -10.59$ МэВ и $E_F(n) = -12.64$ МэВ для ^{58}Ni и $E_F(p) = -11.91$ МэВ и $E_F(n) = -11.88$ МэВ для ^{60}Ni , что хорошо согласуется с выводами, следующими из полуэмпирической формулы масс Вейцзеккера. Это означает, что в случае ядра ^{58}Ni протонные каналы распада ГДР преобладают над нейтронными каналами. Расчеты, выполненные с использованием потенциала Вудса–Саксона, свидетельствуют о том, что последние заполненные нейтронные уровни в таком потенциале в случае ядра ^{60}Ni имеют большие энергии, чем заполненные протонные уровни, что приводит к большей вероятности распада состояний ГДР именно по нейтронным каналам. В то же время в случае ядра ^{58}Ni последние заполненные протонные уровни имеют энергии, заметно превышающие энергии нейтронных уровней, что приводит к тому, что в этом ядре протонные каналы распада ГДР преобладают над нейтронными каналами.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью объективных физических критериев [19, 20] — отношений $F_{1,2}(7)$ сечений парциальных

фотонейтронных реакций к сечению выхода нейтронов — проанализирована достоверность экспериментальных данных по сечениям реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{60}Ni , полученных в экспериментах, выполненных с помощью тормозного γ -излучения [1–4] и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [5]. 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 [5], также заметно и систематически отличаются от $F_{1,2}^{\text{теор}}$ ($F_1^{\text{эксп}} > F_1^{\text{теор}}$, но $F_2^{\text{эксп}} < F_2^{\text{теор}}$). Следовательно, сечения реакций, полученные в эксперименте с квазимоноэнергетическими фотонами [5], также не удовлетворяют физическим критериям достоверности и не должны быть рекомендованы для использования в исследованиях и приложениях.

С помощью экспериментально-теоретического метода оценки [19, 20] при использовании экспериментального сечения выхода нейтронов [5] и результатов расчетов в рамках КМФЯР [46, 47] получены новые сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядра ^{60}Ni , удовлетворяющие физическим критериям, которые могут быть использованы в исследованиях и приложениях.

Выполнено сравнение соотношений экспериментальных и оцененных сечений реакции $(\gamma, 1n)$, по существу представляющей собой сумму реакций $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$, и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{60}Ni с аналогичными данными, полученными ранее [45] для ядра ^{58}Ni . Установлено, что эти соотношения в соседних изотопах кардинально различаются. Основное различие заключается в том, что, как показывают расчеты в рамках КМФЯР, величины сечений двухнуклонных реакций, таких как $(\gamma, 1n1p)$ и

$(\gamma, 2n)$ в случае ядра ^{60}Ni близки, тогда как в случае ядра ^{58}Ni сечение реакции $(\gamma, 2n)$ пренебрежимо мало по сравнению с сечением реакции $(\gamma, 1n1p)$. В случае ядра ^{58}Ni это приводит к тому, что экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ [5] практически полностью является сечением реакции $(\gamma, 1n1p)$. Наблюдаемое различие фотонуклонных реакций на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$ может быть объяснено влиянием эффектов протонно-нейтронной симметрии на массу ядра, поскольку ядро ^{58}Ni , по сравнению с ^{60}Ni , является протонно-избыточным.

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. K. Min and T. A. White, Phys. Rev. Lett. **21**, 1200 (1968).
2. D. G. Owen, E. G. Muirhead, and B. M. Spicer, Nucl. Phys. A **140**, 523 (1970).
3. 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)].
4. 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)].
5. S. C. Fultz, R. A. Alvarez, B. L. Berman, and P. Meyer, Phys. Rev. C **10**, 608 (1974).
6. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1952).
7. C. Tzara, Compt. Rend. Acad. Sci. **245**, 56 (1957).
8. J. Miller, C. Schuhl, and C. Tzara, Nucl. Phys. **32**, 236 (1962).
9. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables **38**, 199 (1988).
10. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1999).
11. 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>
12. V. V. Varlamov, N. G. Efimkin, B. S. Ishkhanov, and V. V. Sapunenko, INDC(СР)-393, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1994).
13. V. V. Varlamov and B. S. Ishkhanov, INDC(СР)-433, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2002).
14. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, М. Е. Степанов, Д. С. Руденко, Изв. РАН. Сер. физ. **67**, 1570 (2003) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **67**, 1733 (2003)].
15. E. Wolynec, A. R. V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyaou, V. A. Serrão, and M. N. Martins, Phys. Rev. C **29**, 1137 (1984).
16. E. Wolynec and M. N. Martins, Rev. Brasil. Fis. **17**, 56 (1987).
17. 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).
18. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, ВАНИТ. Сер.: Ядерные константы **1–2**, 48 (2003).
19. 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)].
20. 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)].
21. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **75**, 1414 (2012) [Phys. At. Nucl. **75**, 1339 (2012)].
22. 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)].
23. 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)].
24. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, Eur. Phys. J. A **50**, 114 (2014).
25. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 678 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 634 (2015)].
26. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 797 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 746 (2015)].
27. 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).
28. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, М. А. Макаров, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 351 (2016) [Bull. Rus. Acad. Sci.: Phys. **80**, 317 (2016)].
29. 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)].
30. V. Varlamov, B. Ishkhanov, and V. Orlin, Phys. Rev. C **95**, 054607 (2017).
31. V. Varlamov, B. Ishkhanov, and V. Orlin, Phys. Rev. C **96**, 044606 (2017).
32. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and B. S. Ishkhanov, Eur. Phys. J. A **53**, 180 (2017).
33. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **80**, 632 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 1106 (2017)].
34. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 744 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **81**, 670 (2017)].
35. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **54**, 74 (2018).

36. V. Varlamov, A. Davydov, V. Kaidarova, and V. Orlin, *Phys. Rev. C* **99**, 024608 (2019).
37. С. С. Бельшев, В. В. Варламов, С. А. Гунин, А. И. Давыдов, Б. С. Ишханов, И. А. Пшеничников, В. Н. Орлин, *ЯФ* **83**, 2 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 1 (2020)].
38. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, *Amer. J. Phys. Appl.* **8**, 64 (2020).
39. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **84**, 278 (2021) [*Phys. At. Nucl.* **84**, 389 (2021)].
40. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, *Eur. Phys. J. A* **57**, 287 (2021).
41. Y. Tanaka, *Prog. Theor. Phys.* **46**, 787 (1971).
42. C. Ngo-Trong and D. J. Rowe, *Phys. Lett. B* **36**, 553 (1971).
43. Ф. А. Живописцев, К. В. Шитикова, *ЯФ* **16**, 42 (1972) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **16**, 21 (1973)].
44. J. B. Seaborn, D. Drechsel, H. Arenhovel, and W. Greiner, *Phys. Lett.* **23**, 576 (1966).
45. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **85**, 237 (2022) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 316 (2022)].
46. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЭЧАЯ* **38**, 460 (2007) [*Phys. Part. Nucl.* **38**, 232 (2007)].
47. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **71**, 517 (2008) [*Phys. At. Nucl.* **71**, 493 (2008)].
48. A. Veyssière, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. Leprêtre, and A. De Miniac, *Nucl. Phys. A* **227**, 513 (1974).
49. J. T. Caldwell, R. L. Bramblett, B. L. Berman, R. R. Harvey, and S. C. Fultz, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 976 (1965).
50. C. F. v. Weizsäcker, *Z. Phys.* **96**, 431 (1935).
51. P. Moller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tables* **59**, 185 (1995).
52. P. Möller, A. J. Sierk, T. Ichikawa, and H. Sagawa, *At. Data Nucl. Data Tables* **109–110**, 1 (2016).
53. A. J. Koning and J. P. Delaroche, *Nucl. Phys. A* **713**, 231 (2003).

NEW EVALUATED DATA ON PHOTONUCLEAR REACTIONS' CROSS SECTIONS FOR ^{60}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 cross sections of $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$ reactions on ^{60}Ni obtained using beams of both bremsstrahlung and quasimonoenergetic annihilation photons was investigated using objective physical criteria. It was found that data obtained by bremsstrahlung do not satisfy the physical criteria and definitely are not reliable. At the same time there are serious doubts in the reliability of data obtained with quasimonoenergetic photons. Cross sections of partial reactions on ^{60}Ni satisfying physical criteria were evaluated using experimental–theoretical method in which experimental data for only neutron yield cross section was used together with the results of theoretical calculations in the framework of the Combined PhotoNuclear Reactions Model (CPNRM) also do not depend on the problems of experimental determination of neutron multiplicity. It was found that the reasons of disagreements between evaluated and experimental cross sections are the systematical uncertainties of the method of determination of neutron multiplicities using the measured neutron energies. It was found that the competition of evaluated and experimental data in the neighboring nuclei ^{60}Ni and ^{58}Ni shows significant discrepancy because of specific features of the photodisintegration processes, primarily of significant differences between the energy thresholds and cross-section absolute values of the reactions $(\gamma, 1n1p)$ and $(\gamma, 2n)$.