

УДК 539.17

СХОДСТВО И РАЗЛИЧИЯ ПРОЦЕССОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $^{58, 60}\text{Ni}$

© 2023 г. В. В. Варламов^{1, *}, А. И. Давыдов², В. Н. Орлин¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобелыцина, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Физический факультет, Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Достоверность сечений парциальных фотонейтронных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$) на ядрах $^{58, 60}\text{Ni}$, полученных в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, исследована с помощью объективных физических критериев. Установлено, что данные первого типа, физическим критериям не удовлетворяют и определенно не являются достоверными, тогда как к достоверности данных второго типа имеются серьезные претензии. Новые сечения парциальных реакций на ядрах $^{58, 60}\text{Ni}$, удовлетворяющие физическим критериям достоверности, использованы для анализа особенностей процессов фоторасщепления обоих изотопов. Установлено, что между оцененными и экспериментальными сечениями разных реакций на соседних (отличающихся на 2 нейтрона) ядрах никеля имеются существенные расхождения, обусловленные систематическими погрешностями разного типа, которые для изотопов ^{58}Ni и ^{60}Ni имеют существенно разный характер. Показано, что это обусловлено не только различиями энергетических порогов и абсолютных величин сечений реакций ($\gamma, 1n1p$) и ($\gamma, 2n$), но и существенными различиями характеристик оболочечной структуры соседних изотопов.

DOI: 10.31857/S0367676523702101, EDN: ZCRHPE

ВВЕДЕНИЕ

Ядра $^{58, 60}\text{Ni}$ вызывают большой интерес у исследователей фотоядерных реакций с тех пор (1968–1970 гг.), как для обоих изотопов на пучках тормозного γ -излучения были получены сечения полных и парциальных фотонейтронных и фотопротонных реакций в области энергий (до ~ 30 МэВ) гигантского дипольного резонанса (ГДР) [1–4]. Дело в том, что соотношения величин исследованных реакций для соседних (отличающихся на 2 нейтрона) изотопов выглядят весьма странным образом. В случае ядра ^{60}Ni сечение полной фотонейтронной реакции ([4], рис. 1г)

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

приблизительно в 2 раза превышает по величине сечение фотопротонной реакции ($\gamma, 1p$) ([5], рис. 1д), что типично для ядер в данной области массовых чисел A , тогда как в случае ядра ^{58}Ni соотношение величин полной фотонейтронной [4] и фотопротонной [5] реакций оказывается нетипично обратным: сечение фотопротонной реакции приблизи-

тельно в 2 раза превосходит по величине сечение фотонейтронной реакции (рис. 1а и 1б).

Впоследствии сечения фотонейтронных реакций на обоих ядрах были детально исследованы экспериментально на пучке квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов [6], и теоретически рассчитаны в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [7]. Сечения фотонейтронных реакций, полученные для обоих изотопов никеля в этих экспериментах и рассчитанные теоретически, существенно отличаются и по форме и по абсолютной величине от полученных на пучках тормозного γ -излучения. Однако при этом соотношения между ними для рассматриваемых ядер оказываются, полностью аналогичными тем, которые были установлены ранее: сечение выхода нейтронов

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

на ядре ^{58}Ni (рис. 1в) имеет приблизительно в 2 раза меньшую абсолютную величину, чем на ядре ^{60}Ni (рис. 1е).

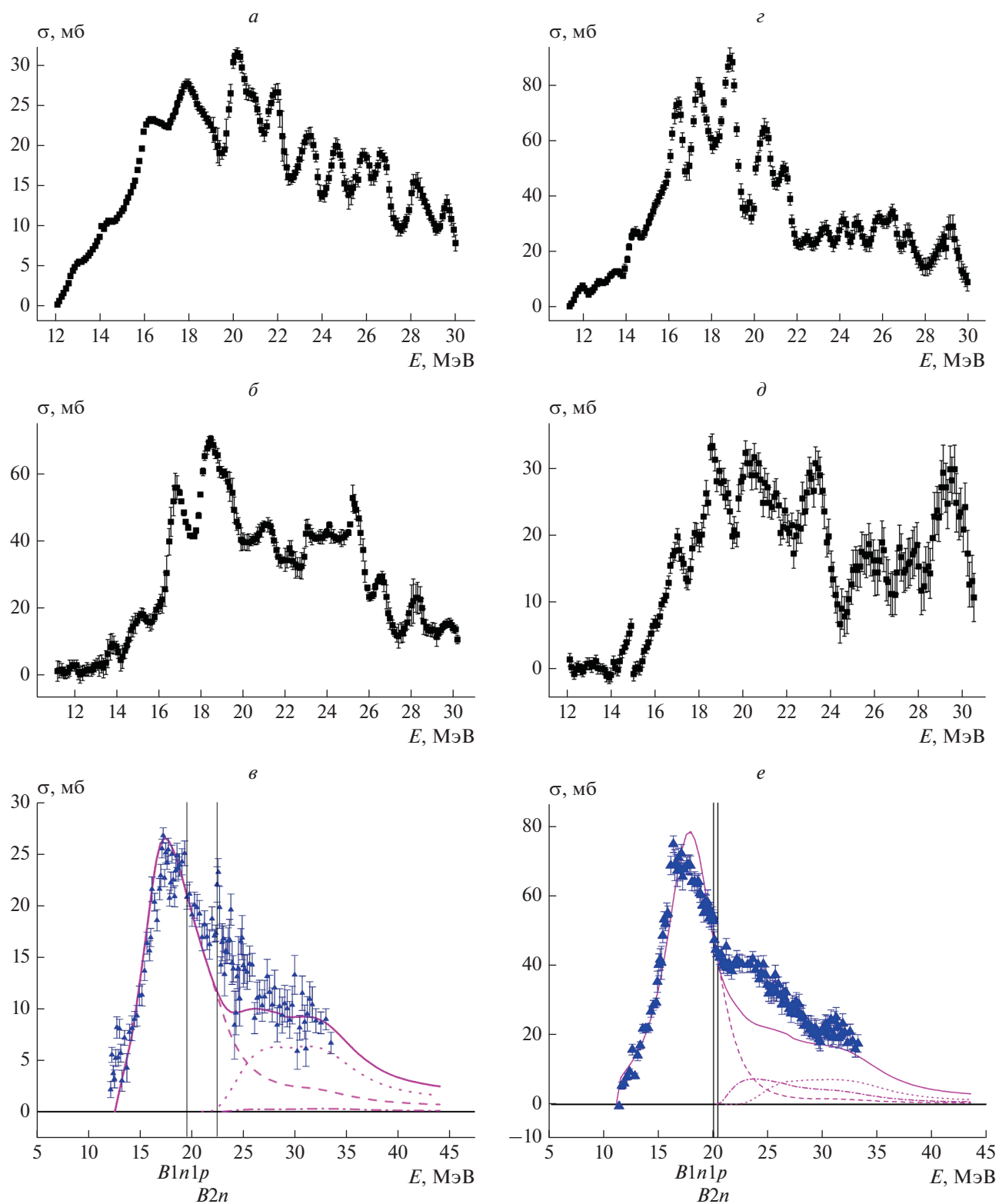


Рис. 1. Сравнение (для ^{58}Ni слева, для ^{60}Ni справа) сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций, полученных в разных экспериментах, с результатами расчетов в КМФЯР: *а* и *з* – (γ, sn) [4], *б* и *д* – (γ, p) [5], *в* и *е* – (γ, xn) [6] (треугольники) и сечения реакций на ядре ^{58}Ni , рассчитанные теоретически [7] ($\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ – сплошная линия; $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$ – пунктирная линия; $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ – точечная линия; $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ – штрих-пунктирная линия).

В экспериментах, выполненных на пучках и тормозного γ -излучения [4] и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [6], были получены не только сечения полных реакций $\sigma(\gamma, xn)$ и $\sigma(\gamma, sn)$, но и составляющих их парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$. При этом для их получения использовались принципиально разные подходы. В эксперименте [4] на пучке тормозного γ -излучения непосредственно были определены сечения реакции выхода нейтронов (2), в которые были внесены поправки на множественность нейтронов, рассчитанные по статистической теории [8]. Эти поправки позволили определить сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$, а с его помощью и $\sigma(\gamma, 1n)$. В эксперименте на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [6] непосредственно были определены сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, с помощью которых простым суммированием получены сечения полной фотонейтронной реакции (2) и сечения выхода нейтронов (1).

При исследовании достоверности экспериментальных данных [6], выполненном экспериментально-теоретическим методом с использованием объективных физических критериев [11, 12], было установлено [9, 10], что экспериментальные сечения реакций на обоих изотопах никеля отличаются от оцененных, причем эти расхождения существенно различаются для изотопов ^{58}Ni и ^{60}Ni . Настоящая работа посвящена детальному сравнению и анализу этих различий, а также исследованию их возможных причин.

СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{58}, ^{60}\text{Ni}$

Эксперименты на пучке тормозного γ -излучения

В экспериментах с использованием тормозного γ -излучения вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов $W(E^M, E)$ измеряется выход реакции $Y(E^M)$,

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE, \quad (3)$$

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. Сечение реакции $\sigma(E)$ получается из выхода $Y(E^M)$ с использованием одного из специальных методов решения обратной задачи. Вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов $W(E^M, E)$ в области энергий налетающих фотонов, в которой конкурируют между собой

несколько парциальных реакций, может быть определено лишь сечение выхода $\sigma(\gamma, xn)$.

Метод определения сечений парциальных реакций на пучке тормозного γ -излучения основывается на использовании сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ в предположении о том, что поглощение дипольных $E1$ фотонов ядром перед испусканием им одного или двух нейтронов приводит к формированию компаунд-ядра. С использованием уравнений статистической теории [8] определяется вклад сечения парциальной реакции $(\gamma, 2n)$ в сечение выхода фотонейтронов (γ, xn) , который в дальнейшем используется для определения вкладов сечений реакции $(\gamma, 1n)$ и полной фотонейтронной реакции. Это оказывается возможным потому, что, например, в области энергий до энергетического порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ выполняются соотношения

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, sn) &= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \\ &= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n). \end{aligned} \quad (5)$$

Эксперименты на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов

Метод прямого измерения сечения фотонейтронной реакции с использованием квазимоноэнергетических фотонов, источником которых является линейный ускоритель электронов, был предложен [13, 14] как альтернативный методу решения обратной задачи восстановления (развертки) сечения реакции $\sigma(E)$ из ее экспериментально измеренного выхода $Y(E^M)$ (3). Кратко его суть 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 квазимоноэнергетические фотоны обязательно сопровождаются фотонами тормозного γ -излучения позитронов, спектр которых, как и спектр тормозного γ -излучения от электронов, является сплошным, вклад фотонов тормозного излучения 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

$$Y(E^M) = Y_{e+}(E^M) - Y_{e-}(E^M), \quad (6)$$

которая и интерпретируется как сечение взаимодействия квазимоноэнергетических фотонов с исследуемым ядром: $\sigma(E) \approx Y(E^M)$. На каждом

этапе такого эксперимента регистрируются события с одним и двумя (а также тремя и большим количеством нейтронов), специальный статистический анализ которых позволяет получить сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, а также во многих случаях и $(\gamma, 3n)$, с помощью которых затем с использованием процедуры суммирования получаются сечения выхода нейтронов (2) и полной фотонейтронной реакции (1).

Все сказанное свидетельствует о том, что методы определения сечений парциальных реакций в экспериментах рассмотренных двух типов значительно (принципиально) различаются, что, является основной причиной их хорошо известных существенных расхождений практически для случаев всех исследованных ядер, в том числе и в случае обсуждаемых изотопов $^{58, 60}\text{Ni}$. В настоящей работе проводится детальное сравнение сечений парциальных реакций на обоих изотопах, оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода при использовании физических критериев достоверности данных [9, 10], и исследование возможных причин существенно разного характера соотношений между экспериментальными и оцененными данными для изотопов ^{58}Ni и ^{60}Ni .

СРАВНЕНИЕ ОЦЕНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{58, 60}\text{Ni}$

Экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций

Для исследования достоверности сечений реакций на изотопах никеля, полученных в экспериментах на разных пучках фотонов для ядер $^{58, 60}\text{Ni}$ [9, 10], были использованы объективные физические критерии достоверности, предложенные ранее [11, 12] для аналогичных исследований достоверности сечений реакций, полученных на пучках квазимоноэнергетических фотонов в разных лабораториях (Ливермор (США) и Сакле (Франция)). Основные из таких критериев – отношения сечений из конкретных парциальных реакций к сечениям выхода

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots] \quad (7)$$

В исследованиях для большого количества ядер [например, 15–21] было показано, что полученные из данных по экспериментальным сечениям реакций положительные значения $F_i^{\text{эксп}}$ этих отношений по определению не должны превышать пределов 1.00, 0.50, 0.33, ..., соответственно, для $i = 1, 2, 3, \dots$, т.е. для реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, ..., и/или заметно отличаться от отношений $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в КМФЯР [7]. Существенные превышения отношениями $F_i^{\text{эксп}}$

указанных верхних пределов или их значительные расхождения с соответствующими отношениями $F_i^{\text{теор}}$ означают, что в экспериментальных сечениях реакций присутствуют систематические погрешности использованных методов разделения фотонейтронов по множественности, экспериментальные значения которой используются для разделения нейтронов между реакциями $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, вследствие чего сечения этих реакций не являются достоверными.

Для оценки того, как должны выглядеть сечения парциальных реакций $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$, удовлетворяющие физическим критериям достоверности, был предложен [11, 12] экспериментально-теоретический метод, в котором в качестве исходных экспериментальных данных используется лишь 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 парциальных реакциях нейтроны (нейтроны с различными множественностями). Вклады оцененных сечений парциальных реакций

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

в экспериментальное сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ определяются с помощью отношений $F_i^{\text{теор}}$ (7), рассчитанных в рамках КМФЯР [7], которые также от проблем экспериментального определения множественности нейтронов не зависят.

Систематические погрешности сечений парциальных реакций

При исследовании систематических погрешностей сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядрах ^{58}Ni и ^{60}Ni [9, 10] было установлено, что в области энергий налетающих фотонов, больших ~ 22 МэВ, сечения выхода нейтронов и полной фотонейтронной реакции (рис. 1а и 1б), полученные для обоих изотопов никеля в экспериментах на пучке тормозного γ -излучения [4], существенно отличаются не только от соответствующих сечений, полученных на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [6], но и от результатов расчетов в рамках КМФЯР [7] (рис. 1в и 1е). Было показано, что значительные превышения сечений реакций [4] над сечениями [6] могут быть обусловлены тем, что в эксперименте [4] мишенями являлись не изотопы никеля, а их окислы (сечения соответствующих реакций на мишени из кислорода имеют приблизительно те же энергетическое положение и амплитуду, что и отмеченные превышения сечений [4] над сечениями [6] в обсуждаемой области энергий налетающих фотонов). В этой

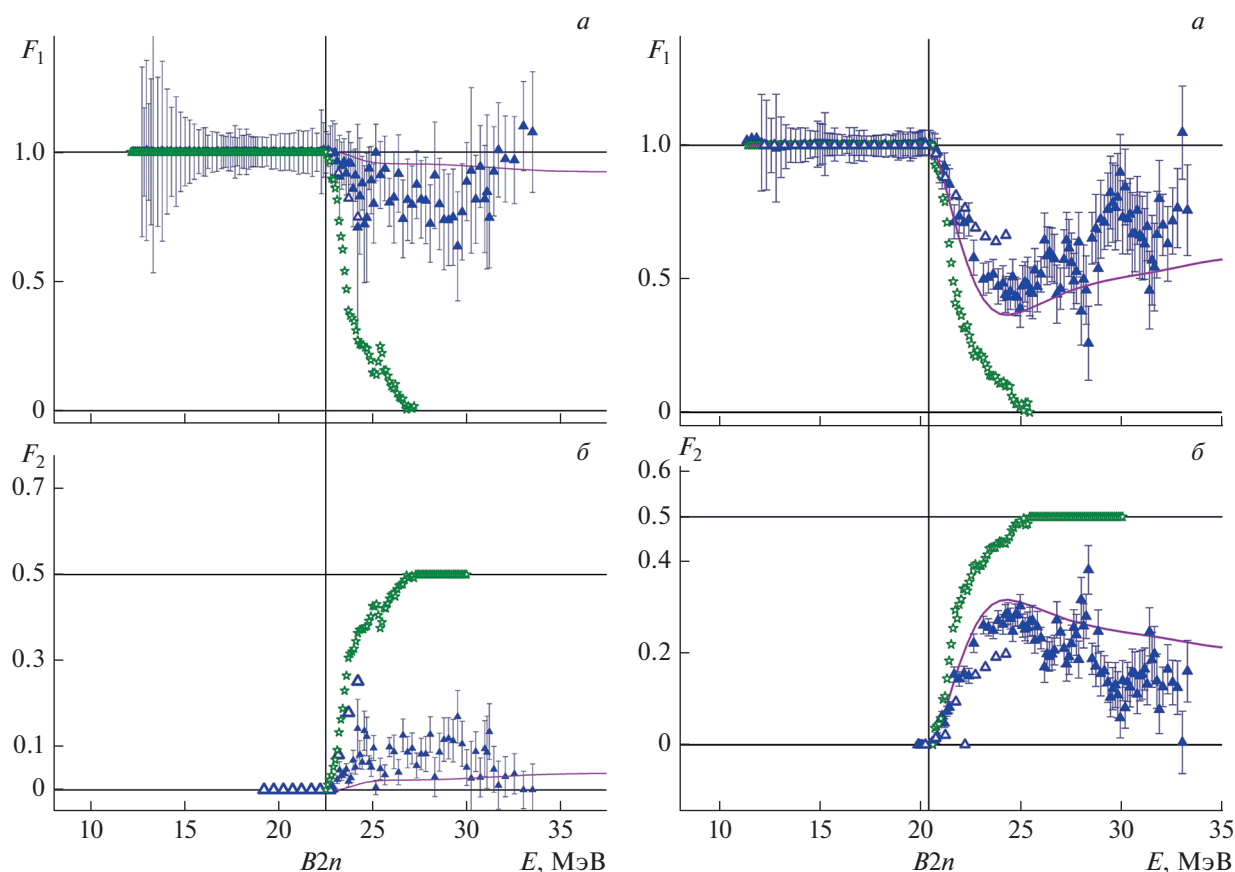


Рис. 2. Сравнение (для ^{58}Ni слева, для ^{60}Ni справа) отношений F_1 (а) и F_2 (б), полученных с использованием экспериментальных данных ($F_i^{\text{эксп}}$ [1] – пустые треугольники; $F_i^{\text{эксп}}$ [4] – звезды; $F_i^{\text{эксп}}$ [6] – треугольники; $F_i^{\text{теор}}$ [7] – линии).

связи в процедурах оценки [9, 10] экспериментально-теоретического метода были использованы сечения выхода нейтронов, полученные в экспериментах на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [6], которые в целом согласуются с результатами расчетов в КМФЯР [7] (рис. 1*в* и 1*е*).

То, что значительные завышения превышения экспериментальными сечениями [4] сечений [6, 7], по-видимому, связаны не с процессами фоторасщепления исследуемых ядер, а с какими-то посторонними систематическими погрешностями прямо подтверждается данными для отношений F_i (9, 10), приведенными на рис. 2. Хорошо видно, что в то время как, отношения $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$, полученные по данным [6, 7], в различной степени для обоих изотопов, в общем, оказываются относительно близкими, что позволяет анализировать достоверность данных эксперимента [6], огромные расхождения отношений $F_i^{\text{эксп}}$, полученных по данным [4], от $F_i^{\text{теор}}$ делают эти данные абсо-

лютно недостоверными, а их дальнейший анализ нецелесообразным.

Сравнение особенностей сечений парциальных реакций на ядрах ^{58}Ni и ^{60}Ni

Как отмечалось выше, анализ достоверности данных эксперимента [6] для обоих изотопов никеля в принципе целесообразен, поскольку отношения F_i , полученные по данным [6, 7], относительно близки, хотя и в различной степени для обоих изотопов. Сравнение критериев достоверности данных – отношений F_i (9, 10), полученных по экспериментальным [6] и теоретическим [7] сечениям реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для ядер $^{58,60}\text{Ni}$, которое проводится на рис. 2, свидетельствует о том, что степени расхождения оцененных и экспериментальных данных различаются для обоих изотопов весьма значительно и очень характерно.

Отношения $F_i^{\text{эксп}}$, полученные для экспериментальных сечений обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{60}Ni , свидетельствуют о том, что к достоверности данных [6] для этого яд-

Таблица 1. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в единицах МэВ мб), рассчитанные по оцененным и экспериментальным данным [9, 10] для ядер $^{58, 60}\text{Ni}$, и расхождения между ними

	^{58}Ni [9]		^{60}Ni [10]	
	$E^{\text{инт}} = 33.5 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 30 \text{ МэВ}$	
Реакция	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$
Эксперимент [6]	278.75 ± 2.18	7.65 ± 0.49	583.97 ± 3.12	62.74 ± 0.79
Оценка	288.25 ± 14.81	2.57 ± 0.10	551.8 ± 55.51	76.52 ± 1.21
Расхождения, %	3.4	197%	5.8	21.9

ра могут быть предъявлены определенные претензии, поскольку отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ заметно отличаются от отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}: F_1^{\text{эксп}}$ [6] заметно завышены, а $F_2^{\text{эксп}}$ [6] занижены по сравнению с соответствующими $F_{1,2}^{\text{теор}}$ [7]. Согласно результатам исследований для многих других ядер [15–21] это определенно свидетельствует о недостоверном перемещении определенного количества нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ в реакцию $(\gamma, 1n)$.

В то же время из данных, приведенных на рис. 2, хорошо видно, что в случае ядра ^{58}Ni расхождения экспериментальных данных [6] с результатами расчетов в рамках КМФЯР [7] оказываются намного большими, чем в случае ядра ^{60}Ni и при этом имеют обратную направленность: $F_1^{\text{эксп}}$ [6] заметно занижены, а $F_2^{\text{эксп}}$ [6] завышены по сравнению с соответствующими $F_{1,2}^{\text{теор}}$ [7]. При этом обращает на себя внимание то обстоятельство, что в случае ядер ^{58}Ni и ^{60}Ni существенно различаются и теоретические отношения $F_{1,2}^{\text{теор}}$. В случае ядра ^{58}Ni теоретические отношения $F_1^{\text{теор}}$, существенно отличаясь от $F_1^{\text{эксп}}$ оказываются близкими к 1, тогда как $F_2^{\text{теор}}$, столь же существенно отличаясь от $F_2^{\text{эксп}}$, напротив, близки к 0. Это делает претензии к достоверности экспериментальных данных, полученных для ядра ^{58}Ni , весьма серьезными, а проблему исследования причин отмеченных расхождений весьма интересной.

В детальных исследованиях, выполненных для обоих ядер $^{58, 60}\text{Ni}$ [9, 10], показано, что сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода (8) с использованием физических критериев достоверности (7), в соответствии с различиями отношений $F_{1,2}$ отличаются от соответствующих экспериментальных данных, причем относительно немного в случае ядра ^{60}Ni и весьма значительно в случае ядра ^{58}Ni (рис. 3). Это хорошо видно из данных по интегральным сечениям,

приведенным в табл. 1. В случае ядра ^{60}Ni оцененное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ оказывается на 6% меньше экспериментального сечения, а оцененное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ напротив, на 21% больше экспериментального. Это типично для большого количества ядер, исследованных ранее [15–21], и означает, что из сечения реакции $(\gamma, 1n)$ некоторое количество нейтронов было недостоверно перемещено в сечение реакции $(\gamma, 2n)$, и к ним были, вновь недостоверно, добавлены нейтроны из некоторого другого источника. Поскольку в исследуемой области налетающих фотонов до 30 МэВ энергетически возможны (табл. 2) лишь три фотонейтронных реакции $(\gamma, 1n)$, порог которой $B1n = 11.4 \text{ МэВ}$, $(\gamma, 2n)$, порог которой $B2n = 20.4 \text{ МэВ}$ и $(\gamma, 1n1p)$, порог которой $B1n1p = 20.0 \text{ МэВ}$ и которая является также и фотопротонной реакцией), очевидно, что единственным источником дополнительных нейтронов, недостоверно перемещенных в сечение реакции $(\gamma, 2n)$, может быть только реакция $(\gamma, 1n1p)$. Такое перемещение является достаточно типичным для относительно легких ядер, в которых сечение реакции $(\gamma, 1n1p)$ по энергетическому положению и абсолютной величине оказывается близким к сечению реакции $(\gamma, 2n)$. Обе реакции являются двухнуклонными, а следовательно, в связи с тем, что в обеих реакциях энергия возбуждения исследуемого ядра делится между нейтроном и протоном в одной из них и между двумя нейтронами в другой приблизительно одинаково, энергии нейтронов, образующихся в таких реакциях, могут быть весьма близки. То, что при близких энергиях нейтронов в реакции $(\gamma, 1n1p)$ их множественность равна 1, а в реакции $(\gamma, 2n) - 2$, вносит существенные систематические погрешности в процедуру разделения нейтронов между такими реакциями при использовании метода разделения фотонейтронов по множественности [6]. Ранее систематические погрешности экспериментальных данных, обусловленные подобным недостоверным распределением нейтронов между реакциями $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 1n1p)$, были детально исследованы ядер, относительно близких к изотопам никеля — ^{51}V [21] и ^{75}As [15].

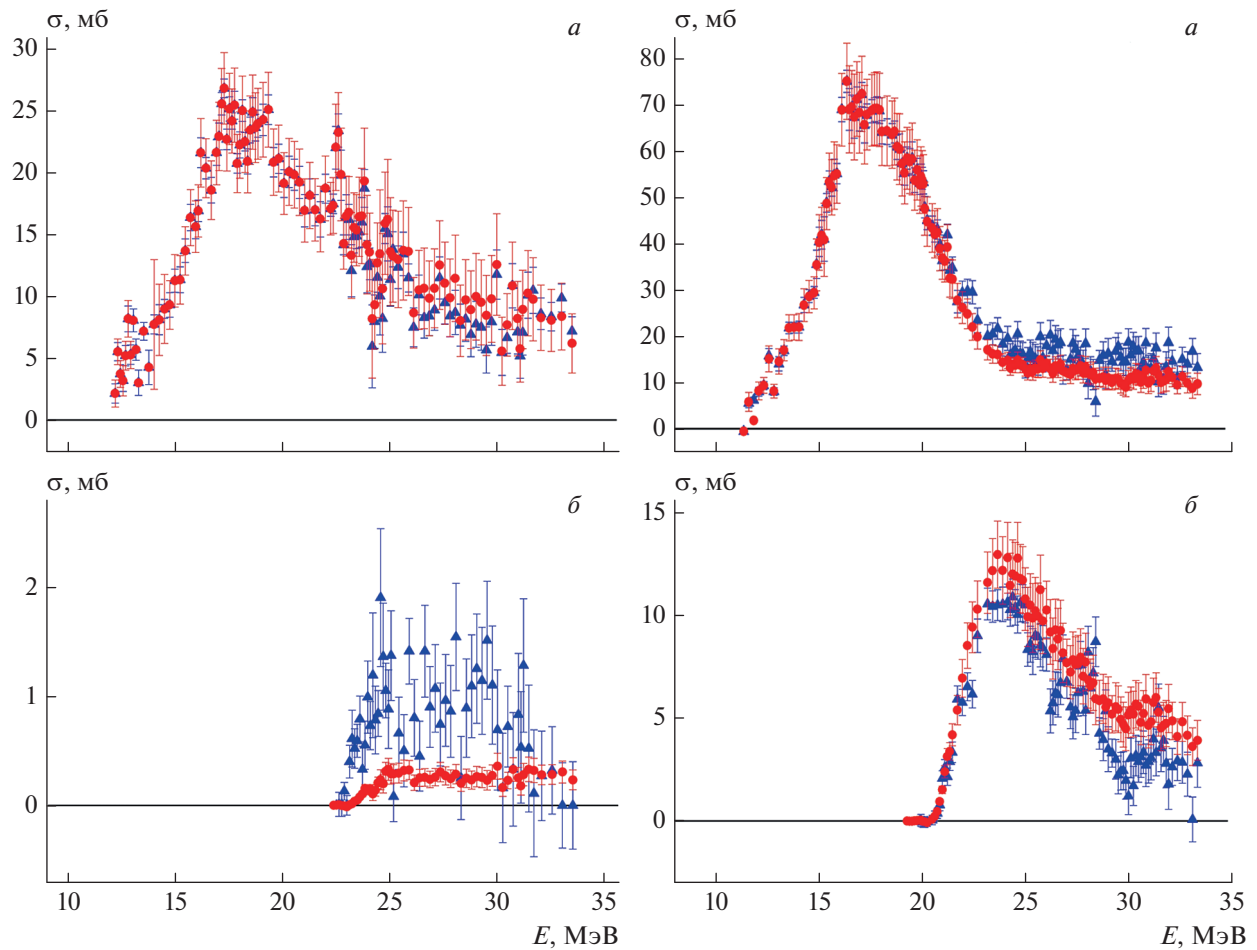


Рис. 3. Сравнение (для ^{58}Ni слева, для ^{60}Ni справа) оцененных ([9, 10] – кружки) и экспериментальных ([6] – треугольники) сечений парциальных фотонейтронных реакций: а – $\sigma(\gamma, 1n)$, б – $\sigma(\gamma, 2n)$.

В случае ядра ^{58}Ni очевидно, что некоторое количество нейтронов (3.4%) было недостоверно изъято из реакции $(\gamma, 1n)$. Эти нейтроны были недостоверно перемещены в реакцию $(\gamma, 2n)$, что должно было добавить к ее интегральному сечению те же 3.4% величины (или несколько большую величину, по аналогии с ситуацией в случае ядра ^{60}Ni). Однако количество нейтронов в

реакции $(\gamma, 2n)$ превышает их достоверное оцененное значение не на указанные выше 3.4% (или несколько большую величину), а на 197.0%. Как и в случае ядра ^{60}Ni , в данной области энергий налетающих фотонов единственным источником этих дополнительных нейтронов может быть только реакция $(\gamma, 1n1p)$, поскольку для этого ядра (табл. 2) $B_{1n} = 12.2$ МэВ, $B_{1n1p} = 19.6$ МэВ,

Таблица 2. Энергетические пороги B (в единицах МэВ) основных фотоядерных реакций на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$, а также положения максимумов $E_{\text{макс}}$ (в единицах МэВ) и абсолютных величин $\sigma_{\text{макс}}$ (в единицах мб) сечений этих реакций, рассчитанных в КМФЯР [7]

Реакция	^{58}Ni			^{60}Ni		
	B	$E_{\text{макс}}$	$\sigma_{\text{макс}}$	B	$E_{\text{макс}}$	$\sigma_{\text{макс}}$
$(\gamma, 1n)$	12.2	17.0	26.5	11.4	18.0	85.0
$(\gamma, 1n1p)$	19.6	31.0	6.3	20.0	31.0	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

$B2n = 22.5$ МэВ. Такое заключение полностью подтверждается [9] данными, приведенными на рис. 1в, на котором хорошо видно, что сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$ в случае ядра ^{58}Ni в целом согласуется с соответствующей суммой сечений $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$, тогда как роль реакции $(\gamma, 2n)$ пренебрежимо мала. Это означает, что отмеченное выше экстремальное увеличение сечения реакции $(\gamma, 2n)$ в эксперименте [6] обусловлено недостоверной (ошибочной) интерпретацией принадлежности к ней значительного количества нейтронов из другого источника: практически все нейтроны, приписываемые реакции $(\gamma, 2n)$, на самом деле принадлежат реакции $(\gamma, 1n1p)$.

С целью сравнения основных характеристик (энергетическое положение максимума и абсолютная величина) сечений всех трех обсуждаемых фотонейтронных, а также близких к ним фотопротонных реакций, в рамках КМФЯР [7] были выполнены соответствующие расчеты. Сечения рассчитанных фотонейтронных реакций для обоих изотопов представлены на рис. 1в и 1е, а их характеристики — в табл. 2. Эти данные свидетельствуют о следующем:

1) для обоих изотопов никеля теоретически рассчитанные сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ в целом согласуются с экспериментальными сечениями $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$;

2) соотношения теоретически рассчитанных сечений парциальных реакций $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$, составляющих в сумме теоретические сечения выхода $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$, существенно различаются в случаях изотопов ^{58}Ni и ^{60}Ni :

— в случае изотопа ^{60}Ni энергетические пороги реакций $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$ близки (соответственно, 20.0 и 20.4 МэВ), максимум сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ расположен при энергии фотонов 31.0 МэВ, тогда как сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n) = 24.4$ МэВ, и оба максимума имеют приблизительно одинаковые амплитуды (соответственно, 7.7 и 7.8 МэВ);

— в случае изотопа ^{58}Ni энергетический порог реакции $(\gamma, 1n1p)$ на 2.9 МэВ ниже порога реакции $(\gamma, 2n)$, максимумы сечений $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ расположены приблизительно при одинаковых энергиях (соответственно, 31.0 и 32.2 МэВ), но при этом $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ имеет амплитуду приблизительно в 20 раз большую по сравнению с $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ — соответственно, 6.3 мб по сравнению с 0.3 мб.

Дополнительно на основании данных табл. 2 следует обратить внимание на то, что 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, соответственно, 26.5 и 85.0 мб, а реак-

ции $(\gamma, 2n) = 0.3$ и 7.8 мб, соответственно) наблюдается существенное завышение роли “чисто” протонных каналов (в случае $(\gamma, 1p) = 81.6$ по сравнению с 51.8 мб, а в случае $(\gamma, 2p) = 13.7$ по сравнению с 2.2 мб). Возможные причины отмеченных своеобразных характеристик процессов фоторасщепления ядра ^{58}Ni по сравнению с фоторасщеплением ядра ^{60}Ni нуждаются в специальном исследовании.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЧИНЫ СУЩЕСТВЕННЫХ РАЗЛИЧИЙ ПРОЦЕССОВ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР $^{58, 60}\text{Ni}$

Отмеченные выше существенные различия процессов фоторасщепления изотопов никеля были рассмотрены в специальном исследовании [22], в котором в потенциале Вудса—Саксона, базирующемся на экспериментальных данных, использованных при построении оптического потенциала, был выполнен расчет протонных и нейтронных уровней для обоих ядер. Для последних заполненных протонных и нейтронных орбиталей (уровней Ферми) были получены 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 . Очевидно, что близость (расхождение — 0.03 МэВ) $E_F(p)$ и $E_F(n)$ в случае ^{60}Ni и их большая разница (расхождение — 2.05 МэВ) в случае ^{58}Ni свидетельствуют о том, что в случае ядра ^{60}Ni большую вероятность имеют распады по нейтронным каналам, тогда как в случае ядра ^{58}Ni напротив, по протонным.

Установленное преобладание протонных каналов распада состояний ГДР над нейтронными в случае изотопа ^{58}Ni по сравнению с их соотношениями в случае изотопа ^{60}Ni дополнительно может быть подтверждено с учетом влияния эффектов протонно-нейтронной симметрии на массу ядра. Это может быть сделано с использованием полуэмпирической массовой формулы Вейцзекера [23]

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \left[\alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha_3 Z^2 / A^{1/3} - \alpha_4 (A/2 - Z)^2 / A + \alpha_5 A^{-3/4} \right], \quad (9)$$

в которой все массы выражены в МэВ.

Дифференцирование этого выражения по Z при постоянном A и равенстве производной нулю, приводит к следующему результату:

$$(\partial M / \partial Z)_A = m_p - m_n + 2 \left[\alpha_3 Z / A^{1/3} - \alpha_4 (A/2 - Z) / A \right] = 0. \quad (10)$$

При том, что коэффициенты при кулоновской энергии и энергии симметрии равны соответ-

ственно $\alpha_3 = 0.71$ МэВ и $\alpha_4 = 94.8$ МэВ, получается соотношение

$$Z = A / (1.98 + 0.015A^{2/3}), \quad (11)$$

позволяющее вычислить Z β -стабильного изобара для определенного значения массового числа ядра A .

Из соотношения (11) следует, что β -стабильное ядро с $A = 58$ (^{58}Ni) должно иметь $Z = 26$, а не 28, тогда как β -стабильное ядро с $A = 60$ (^{60}Ni) должно иметь $Z = 27$. Из этого следует, что по сравнению с ядром ^{60}Ni ядро ^{58}Ni является “протонно-избыточным”. Это объясняет существенное различие разностей B_{1n} - B_{1p} энергетических порогов реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 1p)$, а также разностей B_{2n} - B_{1n1p} порогов реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 1n1p)$, которые составляют (табл. 2) 1.5 (1.9–0.4) МэВ в случае ядра ^{60}Ni и 2.1 (4.0–2.9) МэВ в случае ядра ^{58}Ni . Это означает, что в ядре ^{58}Ni , пока не испущен нейтрон, несмотря на действие кулоновского барьера, преобладают протонные каналы распада. Сказанное объясняет не только существенные различия соотношений между сечениями фотонейтронных и фотопротонных реакций на соседних изотопах ^{58}Ni и ^{60}Ni , отмеченные во Введении, но также и различия обсуждаемых соотношений между экспериментальными и оцененными сечениями парциальных реакций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено детальное сравнение особенностей процессов фоторасщепления в области энергий ГДР ядер $^{58,60}\text{Ni}$, для которых данные по сечениям полных и парциальных реакций были получены в экспериментах разного типа [1–6], с результатами оценки [9, 10], выполненной в рамках экспериментально-теоретического метода при использовании объективных физических критериев достоверности [11, 12]. Установлено, что соотношения между оцененными и экспериментальными сечениями реакций оказываются существенно разными в случаях изотопов ^{58}Ni и ^{60}Ni . В случае изотопа ^{60}Ni эти соотношения являются типичными для большого количества ядер, исследованных ранее [15–21], и обусловлены недостоверным распределением в эксперименте [6] нейтронов между реакциями $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ вследствие систематических погрешностей метода разделения нейтронов по множественности, основанного на измерении энергий детектируемых нейтронов. В случае изотопа ^{58}Ni эти соотношения являются абсолютно нетипичными и обусловлены недостоверной интерпретацией принадлежности детектируемых нейтронов реакциям $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 1n1p)$: вследствие очень больших систематических погрешностей экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 2n)$, по-

лученное в эксперименте [6], в значительной части представляет собой сечение реакции $(\gamma, 1n1p)$. Показано, что обнаруженные различия соотношений между оцененными [9, 10] и экспериментальными [6] сечениями реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ и наблюдаемое различие сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций для ядер ^{58}Ni и ^{60}Ni может быть объяснено особенностями структуры их верхних оболочек и влиянием эффектов протонно-нейтронной симметрии на массу ядра, поскольку ядро ^{58}Ni по сравнению с ядром ^{60}Ni , является “протонно-избыточным”.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер (Центре данных фотоядерных экспериментов) Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Min K., White T.A. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 21. P. 1200.
2. Owen D.G., Muirhead E.G., Spicer B.M. // Nucl. Phys. 1970. V. A 140. P. 523.
3. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 8. С. 76.
4. Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // ЯФ. 1970. Т. 11. С. 252; Goryachev B.I., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1970. V. 11. P. 141.
5. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. и др. // ЯФ. 1970. Т. 11. С. 485; Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Piskarev I.M. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1970. V. 11. P. 272.
6. Fultz S.C., Alvarez R.A., Berman B.L., Meyer P. // Phys. Rev. 1974. V. 10. P. 608.
7. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 517; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 493.
8. Blatt J.M., Weisskopf V.F. Theoretical nuclear physics. N.Y.: John Wiley & Sons Inc., 1952.
9. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // ЯФ. 2022. Т. 85. № 4. С. 237; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2022. V. 85. No. 4. P. 316.
10. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // ЯФ. 2022. Т. 85. № 5. С. 316; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2022. V. 85. No. 5. P. 411.
11. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Четверткова В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 875; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Chetvertkova V.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. P. 833.
12. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трошчиев С.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 884; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S.Yu. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. P. 842.

13. Tzara C. // Compt. Rend. Acad. Sci. 1957. V. 245. P. 56.
14. Miller J., Schuhl C., Tzara C. // Nucl. Phys. 1962. V. 32. P. 236.
15. Варламов В.В., Давыдов А.И. // ЯФ. 2021. Т. 84. С. 370; Varlamov V.V., Davydov A.I. // Phys. Atom. Nucl. 2021. V. 84. P. 603.
16. Варламов В.В., Давыдов А.И., Ишханов Б.С. // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 16; Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S. // Phys. Atom. Nucl. 2019. V. 82. P. 13.
17. Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Eur. Phys. J. A. 2018. V. 54. P. 74.
18. Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S. // Eur. Phys. J. A. 2017. V. 53. P. 180.
19. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2017. Т. 80. № 6. С. 632; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. No. 6. P. 1106.
20. Варламов В.В., Орлин В.Н., Песков Н.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 744; Varlamov V.V., Orlin V.N., Peskov N.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 670.
21. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // ЯФ. 2021. Т. 84. № 4. С. 278; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2021. V. 84. No. 4. P. 389.
22. Koning A.J., Delaroche J.P. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 713. P. 231.
23. Weizsacker C.F. // Zeitsch. Phys. 1935. V. 96. P. 431.

Similarity and distinctions of $^{58,60}\text{Ni}$ photodisintegration processes

V. V. Varlamov^{a, *}, A. I. Davydov^b, V. N. Orlin^a

^a Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991 Russia

^b Lomonosov Moscow State University, Physics Faculty, Moscow, 119991 Russia

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

Reliability of $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$ reactions cross sections for $^{58,60}\text{Ni}$ obtained in experiments carried out on the beams of bremsstrahlung and quasimonoenergetic annihilation photons was investigated using objective physical criteria. It was found that data of the first type experiment do not satisfy those criteria and definitely are not reliable. At the same time there are serious doubts in reliability of the data obtained in the second type experiment. New partial photoneutron reaction cross sections on $^{58,60}\text{Ni}$ satisfying physical criteria of data reliability were used for analysis of characteristics of both isotope photodisintegration processes. It was obtained that for neighboring (differ in two neutrons) isotopes because of various type systematic uncertainties there are significant disagreements between evaluated and experimental cross sections of various reactions which for isotopes ^{58}Ni and ^{60}Ni are of significant different character. It was shown that the reasons are not only the differences in energy thresholds and absolute values of cross sections of the $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 1n1p)$ and $(\gamma, 2n)$ reactions on ^{58}Ni and ^{60}Ni but significant differences in specific features of neighboring isotopes shell structure also.