

УДК 539.17

СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

© 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. Скобельцына, 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.

С использованием объективных физических критериев достоверности данных выполнен анализ экспериментальных сечений парциальных фотонейтронных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), полученных на пучках тормозного γ -излучения. В экспериментах этого типа для определения сечений парциальных реакций используется процедура внесения в экспериментально измеренные сечения выхода нейтронов (γ, xn) поправок, рассчитанных по статистической теории. Установлено, что использование таких поправок в случаях ядер ^{59}Co , $^{58}, ^{60}\text{Ni}$, $^{112}, ^{114}, ^{119}\text{Sn}$ привело к данным, которые в разной степени физическим критериям достоверности не удовлетворяют и вследствие этого достоверными не являются. Вместе с тем в случаях ядер ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta были получены данные, достоверность которых сомнений не вызывает.

DOI: 10.31857/S0367676523702113, EDN: ZCSDPJ

ВВЕДЕНИЕ

Абсолютное большинство сечений парциальных реакций, прежде всего, фотонейтронных, таких как ($\gamma, 1n$), ($\gamma, 2n$) и ($\gamma, 3n$), определенных в области энергий гигантского дипольного резонанса (ГДР) при энергиях налетающих фотонов до ~ 30 МэВ, широко используемых в фундаментальных ядерно-физических исследованиях и в разнообразных приложениях, получены в экспериментах двух типов — на пучках квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции налету ускоренных позитронов и на пучках тормозного γ -излучения [1–3]. Способы получения информации о сечениях таких реакций в упомянутых экспериментах существенно (принципиально) отличаются. В экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с использованием специальных методов прямо измеряются сечения парциальных реакций, которые затем с помощью суммирования используются для определения сечений полной фотонейтронной реакции

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

и реакции выхода нейтронов

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

В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения процедура получения сечений парциальных реакций кардинально отличается. В них непосредственно измеряется сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, в которое вносятся специальные поправки, рассчитанные по статистической теории [4], позволяющие учесть множественность нейтронов и определить вклад сечения реакции ($\gamma, 2n$). Сечения этой реакции с помощью соответствующих разностных процедур позволяют получить сечения других парциальных реакций и полной фотонейтронной реакции.

В исследованиях, выполненных с использованием объективных физических критериев достоверности [7, 8] для большого количества ядер [например, 5–17], было показано, что во многих случаях экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций, полученные на пучках квазимоноэнергетических фотонов с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, основанном на измерении кинетической энергии нейтронов, не являются достоверными. Это обусловлено тем обстоятельством, что близость энергий нейтронов из разных парциальных реакций, приводит к систематическим погрешностям процедуры идентификации этим методом детектируемых

нейтронов как принадлежащих конкретной реакции. В этой связи определенный интерес вызывают аналогичные исследования с использованием физических критериев достоверности сечений парциальных реакций, полученных на пучках тормозного γ -излучения, анализу результатов которых и посвящена настоящая работа.

СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ

Суть метода прямого измерения сечения фотонейтронной реакции с использованием квазимоноэнергетических фотонов, источником которых является линейный ускоритель электронов [18, 19], кратко заключается в использовании явления аннигиляции на лету релятивистских позитронов при их прохождении через специальную мишень из вещества с малым Z . В таких процессах вылетающие вперед аннигиляционные фотоны имеют энергию, практически равную энергии позитронов, что позволяет проводить измерения при достаточно точно определенной энергии фотонов.

Поскольку, образование квазимоноэнергетических фотонов сопровождается образованием и фотонов тормозного γ -излучения позитронов, спектр которых, как и спектр тормозного γ -излучения от электронов, является сплошным, вклад фотонов тормозного излучения в сечение реакции исключается с помощью специальной разностной процедуры. Сечение определенной реакции определяется в виде разности

$$Y(E^M) = Y_{e+}(E^M) - Y_{e-}(E^M), \quad (3)$$

между выходом реакции $Y_{e+}(E^M)$, определенным на пучке позитронов и выходом $Y_{e-}(E^M)$, определенным на пучке электронов, в предположении о том, что спектры фотонов тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны. На каждом этапе такого эксперимента регистрируются события с одним и двумя (а также и с большим количеством нейтронов), специальный статистический анализ которых позволяет получить сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, а также во многих случаях и $(\gamma, 3n)$. Данные по сечениям парциальных реакций используются в процедурах суммирования (1) и (2) для получения сечений полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$ и сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$.

СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

В экспериментах данного типа, выполняемых как правило на бетатронах, вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов $W(E^M, E)$ в области энергий, в которой конкурируют между собой несколько парциальных реакций, может быть определено лишь сечение выхода $\sigma(\gamma, xn)$, причем, только при использовании специальных методов решения обратной задачи (развертки)

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE, \quad (4)$$

где $\sigma(E) = \sigma(\gamma, xn)$ — 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 — эффективное сечение детектора, α — нормировочная константа.

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, двух или большего количества нейтронов приводит к формированию компаунд-ядра. В рамках такого предположения для определения температуры ядра θ и параметра плотности уровней α соседнего ядра с $(N - 1)$ применяется следующее соотношение:

$$\frac{[\sigma_{\gamma, 2n}(E)] / [\sigma_{\gamma, 1n}(E) + \sigma_{\gamma, 2n}(E)]}{\int_{\varepsilon=E-B2n}^{\varepsilon=E-B2n-\delta} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon} = \frac{\int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-Bn-\delta} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon}{\int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-Bn-\delta} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon}, \quad (5)$$

где $U = E - Bn - \varepsilon - \delta$ — эффективная энергия возбуждения ядра $(A - 1)$, ε — кинетическая энергия испущенного нейтрона, δ — энергия спаривания ядра $(A - 1)$, $\rho(U)$ — выражение для плотности уровней ядра $(A - 1)$, в модели Ферми-газа имеющее вид $\rho(U) = CU^{-2} \exp(2\sqrt{\alpha}U)$, Bxn — порог соответствующей xn -реакции.

При использовании для плотности ядерных уровней формулы статистической теории [4] соотношение (5) может быть представлено в виде

$$\frac{[\sigma_{\gamma, 2n}(E)] / [\sigma_{\gamma, 1n}(E) + \sigma_{\gamma, 2n}(E)]}{1 - [1 + (E - B2n)/\theta] \exp[-(E - B2n)/\theta]} = \quad (6)$$

Таким образом, определяется вклад в экспериментальное сечение $\sigma(\gamma, xn)$ сечения парциальной реакции $(\gamma, 2n)$, который в дальнейшем используется для определения вкладов сечений реакции $(\gamma, 1n)$ и полной фотонейтронной реакции. Это оказывается возможным потому, что, например,

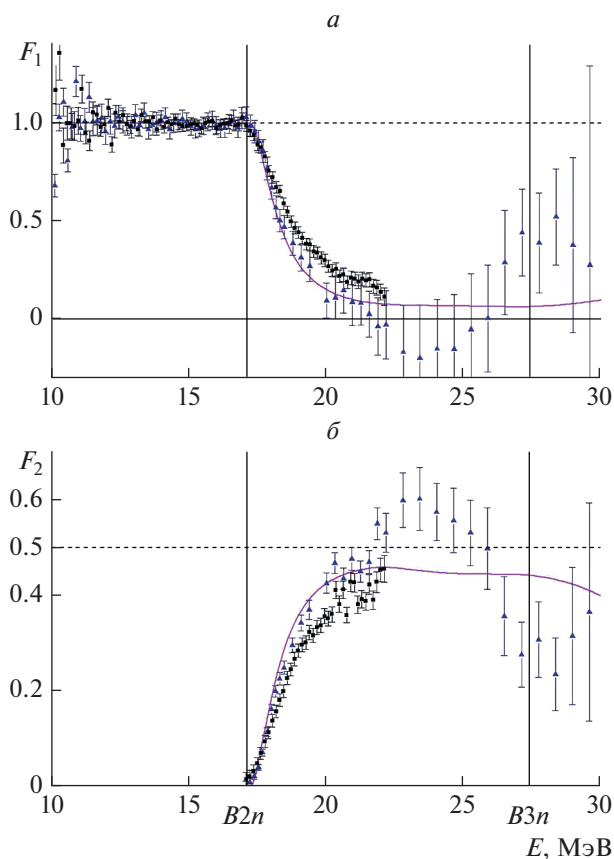


Рис. 1. Сравнение (для ^{58}Ni слева, для ^{60}Ni справа) сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций, полученных в разных экспериментах, с результатами расчетов в КМФЯР: *a* и *г* – (γ, sn) [4], *б* и *д* – (γ, p) [5], *в* и *е* – (γ, xn) [6] (треугольники) и сечения реакций на ядре ^{58}Ni , рассчитанные 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 области энергий до энергетического порога $B3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ выполняются соотношения

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n), \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, sn) &= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \\ &= \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n). \end{aligned} \quad (8)$$

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 во всех случаях исследованных ядер [2, 3]. Поскольку было установлено [5–17], что в большом количестве случаев экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций, полученные на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных

фотонов, в связи с наличием в них существенных систематических погрешностей использованного метода разделения фотонейтронов по множественности, не удовлетворяют объективным физическим критериям достоверности данных, определенный интерес вызывает исследование с помощью этих критериев достоверности данных о парциальных реакциях, полученных в экспериментах с тормозным γ -излучением.

ФИЗИЧЕСКИЕ КРИТЕРИИ ДОСТОВЕРНОСТИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

В качестве объективных критериев достоверности данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций были предложены [7, 8] отношения сечений конкретных парциальных реакций к сечениям выхода

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]. \quad (9)$$

По этому определению физически достоверные положительные (все члены отношения (9) – сечения реакций, имеющие размерность площади)

значения отношений $F_i^{\text{эксп}}$, полученные по экспериментальным данным, ни при каких энергиях налетающих фотонов не должны превышать пределов 1.00, 0.50, 0.33, ..., соответственно, для $i = 1, 2, 3, \dots$, т.е. для реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, Превышения отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ указанных верхних пределов означают, что в экспериментальных сечениях реакций присутствуют систематические погрешности использованных методов разделения фотонейтронов по множественности, вследствие чего сечения этих реакций не являются достоверными.

Представление о физически достоверных или недостоверных энергетических зависимостях отношений $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ дает типичный пример сравнения (рис. 1) таких отношений для ядра ^{116}Sn , полученных по данным экспериментов на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [20, 21], с отношениями $F_{1,2}^{\text{теор}}$, полученными по теоретическим данным, рассчитанным в рамках комбинированной модели фотоядерных данных (КМФЯР) [22]. Экситонная предравновесная модель использует плотности уровней ядер, рассчитанные в модели Ферми-газа, учитывает, как деформацию исследуемого ядра, так и изоспиновое расщепление гигантского резонанса ядра и позволяет получать описания сечений реакции выхода нейтронов в области средних и тяжелых ядер.

Для анализа достоверности сечений парциальных реакций особый интерес представляют отно-

шения F_2 (9), поскольку они позволяют совместно анализировать конкуренцию трех парциальных реакций — $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$. Физически достоверная энергетическая зависимость отношений $F_2^{\text{теор}}$, которые не зависят от проблем экспериментального определения множественности нейтронов, согласно результатам расчетов в КМФЯР выглядит следующим образом:

— в области энергий до порога $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$ $F_2^{\text{теор}} = 0$;

— в области энергий между $B2n$ и $B3n$ $F_2^{\text{теор}}$ возрастает в соответствии с конкуренцией возрастающего $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ и уменьшающегося $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$, и нигде не достигает верхнего предела 0.50 (в соответствии с определением (9) представляет собой сечение $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$, деленное на само себя удвоенное с добавлением в знаменателе вклада от $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$);

— в области энергий, превышающих $B3n$, $F_2^{\text{теор}}$ уменьшается в связи с появлением в знаменателе отношения (9) вклада $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)$.

Из данных, приведенных на рис. 1, хорошо видно, что энергетическая зависимость отношения $F_2^{\text{эксп}}$ [20] от описанной выше физически достоверной энергетической зависимости существенно отличается:

— в области энергий ~ 21.0 – 25.5 МэВ отношение $F_2^{\text{эксп}}$ [20] имеет значения, превосходящие физически достоверный предел 0.50 (а соответствующее отношение $F_1^{\text{эксп}}$ [20] имеет физически запрещенные отрицательные значения);

— отношение $F_2^{\text{эксп}}$ [20] начинает резко уменьшаться при энергии, приблизительно на 2.5 МэВ меньшей по сравнению с $B3n$, хотя по определению (9) физически достоверные причины для этого отсутствуют;

— в области энергий, превышающих ~ 25.5 МэВ, $F_2^{\text{эксп}}$ [20] имеет значения, недостоверно существенно меньшие по сравнению с $F_2^{\text{теор}}$ (а соответствующее отношение $F_1^{\text{эксп}}$ [20] — недостоверно большие по сравнению с $F_1^{\text{теор}}$).

Из проведенного сравнения очевидно, что экспериментальные сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, полученные в эксперименте [20], определенно являются недостоверными в связи с существенными систематическими погрешностями процедуры распределения детектированных нейтронов между парциальными реакциями. Приведенные на рис. 1 данные свидетельствуют о том, что области энергий ~ 21.0 – 25.5 МэВ

значительное количество нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ было недостоверно изъято, в результате чего значения $F_1^{\text{эксп}}$ и, соответственно, значения сечений этой реакции уменьшились вплоть до физически запрещенных отрицательных значений. Эти нейтроны были недостоверно добавлены в сечение реакции $(\gamma, 2n)$, в результате чего оно увеличилось вплоть до значений, которым соответствуют недостоверные значения $F_2^{\text{эксп}} > 0.50$. В области энергий, превышающих ~ 25.5 МэВ, значительное количество нейтронов было недостоверно перемещено в реакцию $(\gamma, 1n)$ из реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$.

ДОСТОВЕРНОСТЬ ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЯМ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Анализ достоверности данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, полученных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, описанный выше, был применен к данным, полученным на пучках тормозного γ -излучения. Анализ был выполнен для нескольких ядер, которые были исследованы ранее в экспериментах обоего типа и для которых были выполнены соответствующие расчеты в рамках КМФЯР [22] — ядер ^{59}Co , $^{58, 60}\text{Ni}$, $^{112, 114, 119}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta . Результаты анализа показали, что метод внесения поправок, рассчитанных по статистической теории, в сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения, как и метод разделения фотонейтронов по множественности в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов приводит к неоднозначным результатам.

Сечения парциальных реакций на ядрах $^{114, 119}\text{Sn}$

На рис. 2 с отношениями $F_i^{\text{теор}}$ [22] сравниваются отношения $F_i^{\text{эксп}}$ для двух других изотопов олова ^{114}Sn [23] и ^{119}Sn [24], полученные по данным экспериментов на пучках тормозного γ -излучения. Данные, представленные на рис. 2 свидетельствуют о том, что для обоих изотопов олова экспериментальные [23, 24] сечения обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ определенно не являются достоверными. Хорошо видно, что во всей исследованной области энергий налетающих фотонов отношения $F_i^{\text{эксп}}$ существенно отличаются от отношений $F_i^{\text{теор}}$. При этом в случаях обоих изотопов олова в области энергий фотонов, превышающих ~ 20 МэВ, практически все отношения $F_i^{\text{эксп}}$ имеют физически запрещенные от-

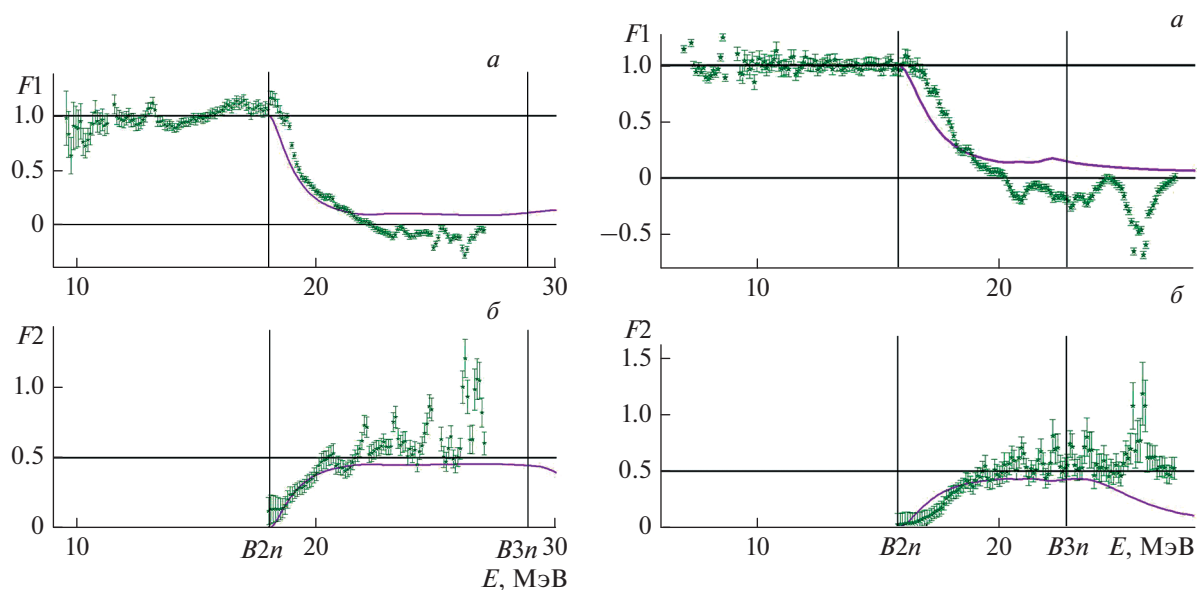


Рис. 2. Сравнение отношений F_1 (а) и F_2 (б), полученных с использованием экспериментальных данных (звезды), с теоретическими отношениями ($F_i^{\text{теор}}$ [22] — линии) для ядер ^{114}Sn ([23] слева) и ^{119}Sn ([24] справа).

рицательные значения, а практически все отношения $F_2^{\text{эксп}}$ — значения, превышающие верхний предел достоверности 0.50.

То, что для сечений парциальных реакций, полученных в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения [23, 24], отношения $F_i^{\text{эксп}}$ существенно отличаются от отношений $F_i^{\text{теор}}$ с и имеют недостоверные значения, не удовлетворяющие физическим критериям, свидетельствует о том, что для этих ядер поправки к сечениям выхода нейтронов, рассчитываемые с помощью статистической теории, приводят к результатам, к достоверности которых могут быть предъявлены серьезные претензии. Данные, приведенные на рис. 2, свидетельствуют о том, что поправки по статистической теории, внесенные в экспериментальное сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, не вполне адекватно описывают конкуренцию процессов с испусканием одного и двух нейтронов, занижая вероятность первого и завышая вероятность второго.

Сечения парциальных реакций на ядре ^{59}Co

Отношения $F_i^{\text{эксп}}$ (9), полученные по экспериментальным данным для ядра ^{59}Co [25], сравниваются с $F_i^{\text{теор}}$ [22] на рис. 3. Хорошо видно, что в этом случае отношения $F_i^{\text{эксп}}$ существенно отличаются от отношений $F_i^{\text{теор}}$ при всех энергиях налетающих фотонов, превышающих энергетиче-

ский порог реакции $(\gamma, 2n)$, при которых реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ конкурируют. При этом, несмотря на достаточно большие погрешности значений отношений $F_i^{\text{эксп}}$, обращает на себя внимание присутствие в области энергий $\sim 23.0\text{--}25.5$ МэВ отношений $F_1^{\text{эксп}}$ с физически запрещенными отрицательными значениями, которые отчетливо коррелируют со значениями отношений $F_2^{\text{эксп}}$, превышающими предел достоверности 0.50. Это означает, что в связи с систематическими погрешностями процедуры определения сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ определенное количество нейтронов было недостоверно перемещено из реакции $(\gamma, 1n)$ в реакцию $(\gamma, 2n)$.

Ранее при исследовании [26] достоверности данных для ядра ^{59}Co , полученных на пучке квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов [27] было установлено, что для относительно легкого ядра кобальта такое недостоверное распределение фотонейтронов между реакциями $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ в значительной степени обусловлено отсутствием учета роли реакции $(\gamma, 1n1p)$. Дело в том, что при использовании во всех обсуждаемых экспериментах метода прямой регистрации нейтронов в относительно легких ядрах сечение двухнуклонной реакции $(\gamma, 1n1p)$ имеет величину, близкую к величине сечения двухнейтронной реакции $(\gamma, 2n)$. В этих реакциях распределение энергии возбуждения исследуемого ядра ^{59}Co между нейтроном и протоном в реакции $(\gamma, 1n1p)$ и между двумя нейтронами в реакции $(\gamma, 2n)$ мо-

жет быть близким, в результате чего и энергии вылетающих нуклонов могут быть близкими и вносить существенные погрешности в разделение нейтронов между каналами “1n” и “2n”, поскольку множественность нейтрона из реакции $(\gamma, 1n1p)$ равна 1, а множественность обоих нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ равна 2.

То, что в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения [25] для полученных сечений парциальных реакций отношения $F_i^{\text{эксп}}$ существенно отличаются от отношений $F_i^{\text{теор}}$ свидетельствует о том, что и для ядра ^{59}Co поправки к сечению выхода нейтронов, рассчитываемые с помощью статистической теории, не приводят к достоверным результатам, не адекватно описывая, во-первых, конкуренцию процессов образования одного и двух нейтронов, а, во-вторых — конкуренцию чисто нейтронной и нейтронно-протонной реакции.

Сечения парциальных реакций на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$

Серьезные претензии к достоверности сечений обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядрах $^{58,60}\text{Ni}$, полученных в разных экспериментах, были предъявлены по результатам исследований [28, 29]. На рис. 4 приводятся соответствующие отношения F_i , рассчитанные по результатам экспериментов для ядер $^{58,60}\text{Ni}$, выполненных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [30] и тормозного γ -излучения [31]. Хорошо видны огромные расхождения между отношениями $F_i^{\text{эксп}}$, полученными по данным экспериментов на пучке тормозного γ -излучения, и $F_i^{\text{теор}}$, которые свидетельствуют о том, что к достоверности экспериментальных данных [30] для ядра ^{60}Ni могут быть предъявлены серьезные претензии, а экспериментальные данные [30] для ядра ^{58}Ni определенно являются недостоверными. Было показано [28, 29], что причинами этого являются два обстоятельства. Как и для случая ядра ^{59}Co в случаях изотопов $^{58,60}\text{Ni}$ это — отсутствие учета конкуренции вкладов реакции $(\gamma, 1n1p)$ и реакции $(\gamma, 2n)$. Кроме того в случаях обоих изотопов никеля кроме существенных систематических погрешностей в сечениях парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, обусловленных недостоверной интерпретацией большого количества нейтронов из реакции $(\gamma, 1n1p)$ как нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$, были установлены существенные погрешности в сечениях выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, которые обусловлены не столько физическими проблемами процессов фоторасщепления ядер никеля, сколько техническими проблемами (изотопной чистотой использованных в экспериментах мишеней).

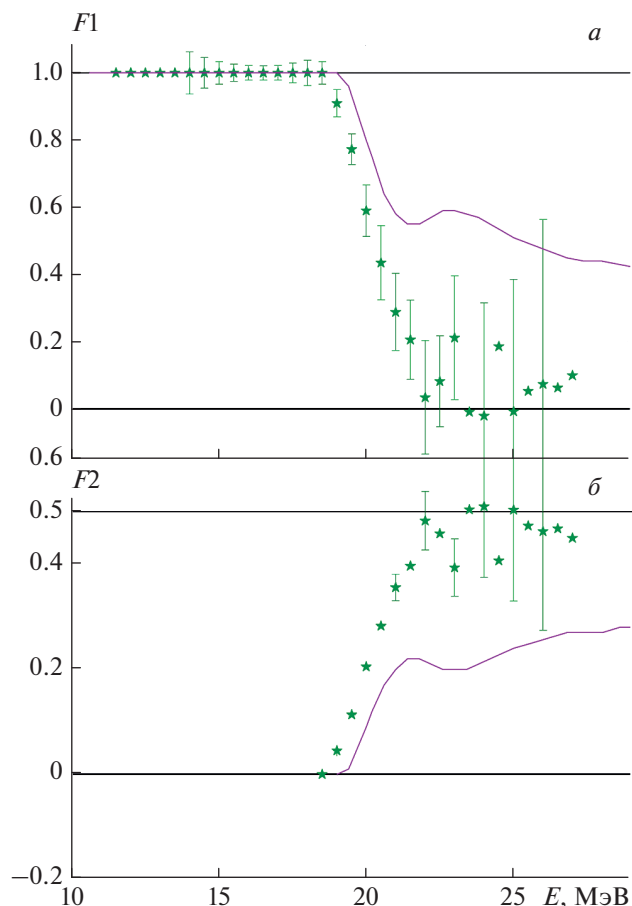


Рис. 3. Сравнение отношений F_1 (а) и F_2 (б), полученных с использованием экспериментальных данных ($F_i^{\text{эксп}}$ [25] — звезды), с теоретическими отношениями ($F_i^{\text{теор}}$ [22] — линии) для ядра ^{59}Co .

Сечения парциальных реакций на ядрах ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta

На рис. 5 приведены отношения F_i (9), полученные для ядер ^{127}I [32], ^{165}Ho [33] и ^{181}Ta [34]. Для всех трех ядер сечения парциальных реакций получены в относительно узких (~19–22 МэВ) областях энергий налетающих фотонов. Однако хорошо видно, что в областях энергий, в которых реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ конкурируют между собой, отношения $F_i^{\text{эксп}}$ имеют энергетические зависимости, достаточно близкие к энергетическим зависимостям $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанным в КМФЯР [22]. Это дает основания полагать, что поправки по статистической теории, внесенные в экспериментальные сечения выхода для ядер ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta , полученные на пучках тормозного γ -излучения, привели к сечениям парциальных реакций, которые физическим критериям достоверности данных не противоречат.

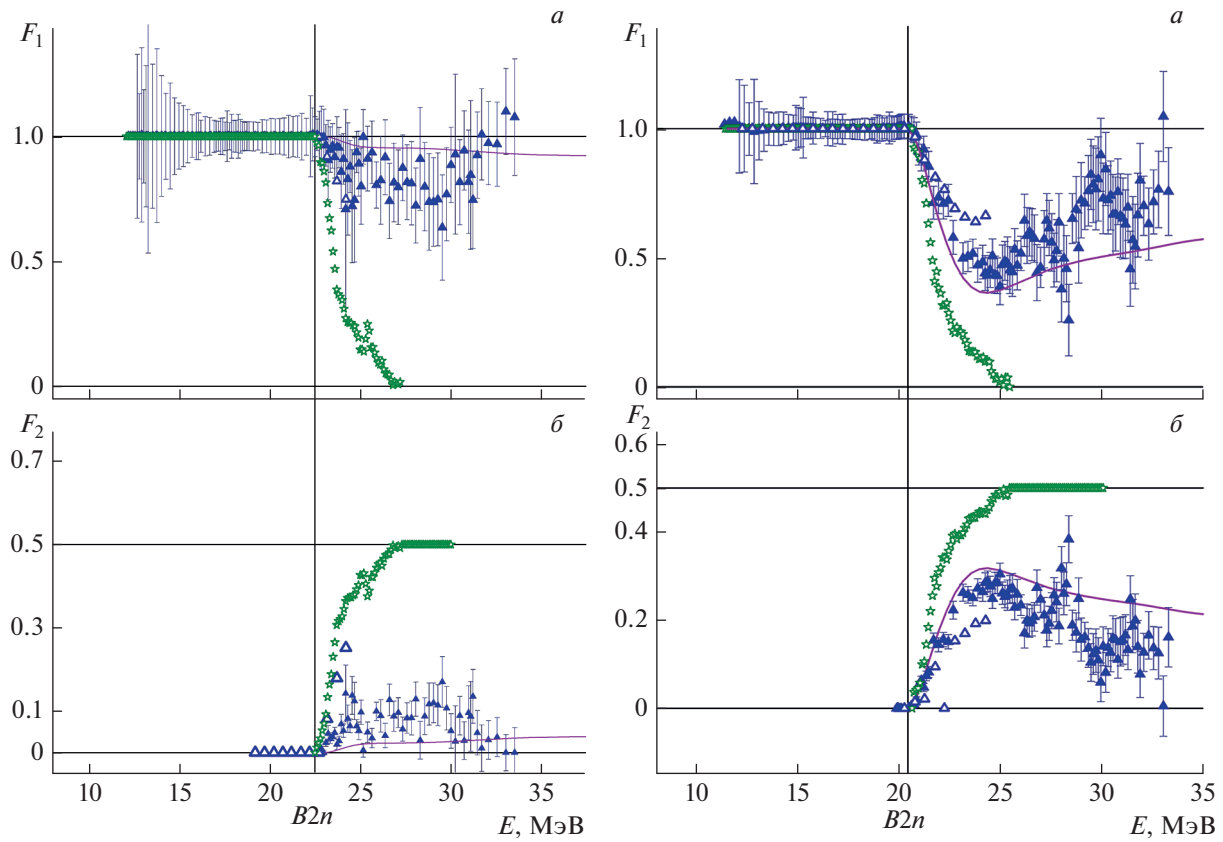


Рис. 4. Отношения F_1 (а) и F_2 (б) для ^{58}Ni (слева) и ^{60}Ni (справа) полученные с использованием экспериментальных данных ($F_i^{\text{эксп}}$ [29] — треугольники и $F_i^{\text{эксп}}$ [30] — звезды;) и результатов расчетов в КМФЯР ($F_i^{\text{теор}}$ [22] — линии).

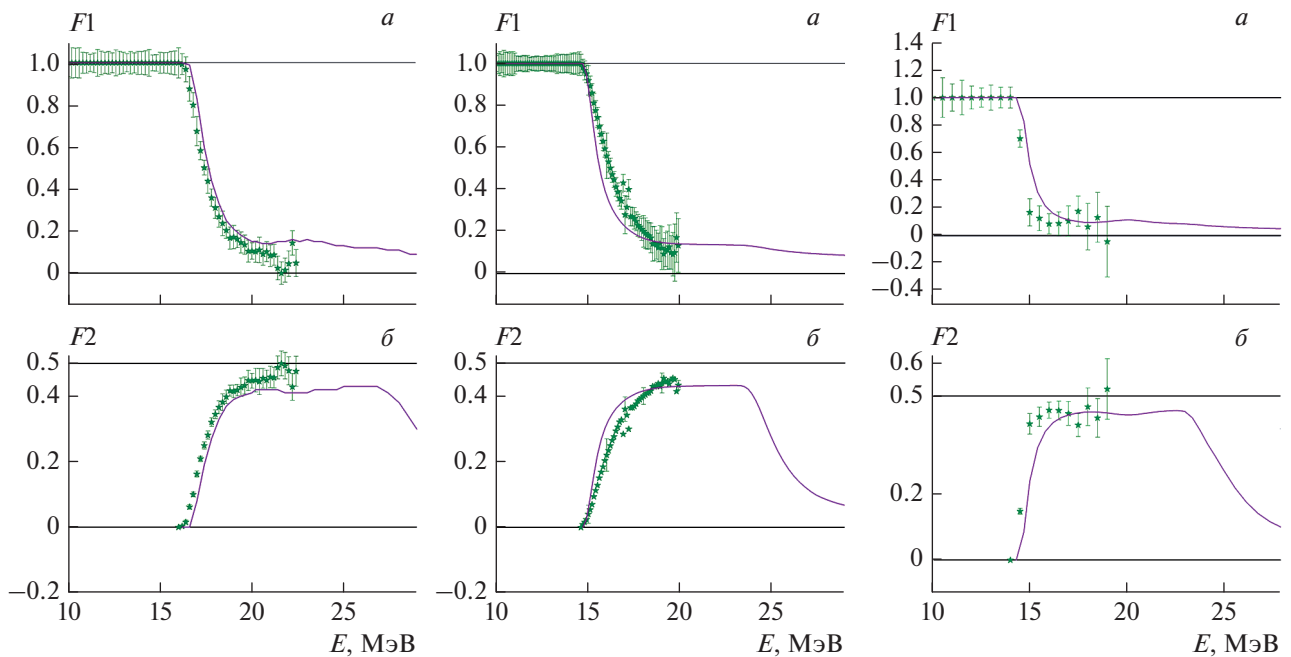


Рис. 5. Сравнение отношений F_1 (а) и F_2 (б), полученных с использованием экспериментальных данных (звезды), с теоретическими отношениями ($F_i^{\text{теор}}$ [22] — линии) для ядер ^{127}I ([23] слева), ^{165}Ho ([24] в центре) и ^{181}Ta ([25] справа).

ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ
НЕДОСТОВЕРНОСТИ ДАННЫХ
ПО СЕЧЕНИЯМ ПАРЦИАЛЬНЫХ
ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ
ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Приведенные данные свидетельствуют о том, что проблемы достоверности сечений парциальных фотонейтронных реакций, полученных в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения, как и сечений, полученных в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами, существенно различаются для разных ядер и также требуют индивидуального подхода. Очевидно, что это обусловлено тем, что применимость поправок, рассчитываемых по статистической теории, определяется тем, насколько адекватно эта теория описывает процессы фоторасщепления конкретных ядер в области энергий, в которой конкурируют процессы испускания составной системой разного количества частиц.

Известно, что статистическая испарительная модель более — менее правильно (удовлетворительно) описывает процессы эмиссии нейтронов из составного ядра практически только до энергий налетающих фотонов ~ 10 – 15 МэВ. При более высоких энергиях, то есть в области, где, собственно, происходит основная конкуренция парциальных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), статистические поправки на множественность становятся не очень точными, потому что при таких энергиях начинают играть все большую роль процессы предравновесного распада составной системы. Более правильное описание процессов с участием нейтронов различной множественности требует учета и возможности испускания на равновесной стадии более, чем одной, быстрой частицы, что учитывается в полуклассических моделях (например, экситонных) фотоядерных реакций, в которых рассматривается не только испарительная, но и предравновесная стадия реакции.

Дополнительно кроме статистических процессов необходим учет влияния на процессы фоторасщепления ядра некоторых нестатистических процессов, прежде всего — изоспиновых. Отсутствие такого учета неизбежно приводит к заниженным оценкам сечений парциальных реакций с вылетом протонов по сравнению с вылетом нейтронов, т.е. оказывает прямое действие на описание конкуренции нейтронных и протонных каналов реакций. Как правило, это не сказывается на соотношении сечений реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$). Однако в тех случаях, когда энергетические пороги протонных реакций оказываются ниже порогов нейтронных реакций, отсутствие учета таких эффектов приводит к искажению и этого соотношения. Это хорошо видно на приведенных выше

примерах для ядер ^{59}Co и $^{58,60}\text{Ni}$ (ранее подобные эффекты наблюдались [35] для еще одного относительно легкого ядра ^{75}As), в процессах фоторасщепления которых существенную роль играет двухнуклонная фотонейтронно-фотопротонная реакция ($\gamma, 1n1p$).

Следует подчеркнуть, что оба рассмотренных фактора, не учитываемые при чисто статистическом описании фоторасщепления ядра в области энергий фотонов, в которой конкурируют процессы с участием разного количества продуктов, учитываются в КМФЯР [22]. Использование этой модели в экспериментально-теоретическом методе оценки сечений парциальных реакций позволило получить (например, [5–17] и многие другие) достоверные данные о таких сечениях, эксперименты для получения которых были выполнены на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. В связи со сказанным актуальным является оценка достоверных сечений парциальных реакций с использованием экспериментальных сечений выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, определенных на пучках тормозного γ -излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием объективных физических критериев проанализирована достоверность сечений парциальных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$) для ядер ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$, $^{112,114,119}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta , данные для которых были получены с помощью внесения поправок, рассчитываемых по статистической теории, в сечения выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, определенные в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения. Установлено, что оценки достоверности полученных данных для исследованных ядер существенно различаются. В случаях ядер ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$, $^{112,114,119}\text{Sn}$ экспериментальные сечения парциальных реакций в разной степени физическим критериям достоверности не удовлетворяют и вследствие этого достоверными не являются. В то же время в случаях ядер ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta получены данные, достоверность которых сомнений не вызывает. Это означает, что задача оценки достоверности сечений парциальных реакций по результатам экспериментов на пучках тормозного γ -излучения является столь же актуальной и индивидуальной, сколь и такая оценка по результатам экспериментов на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов.

В случае экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов систематические погрешности процедуры разделения фотонейтронов по множественности обусловлены неоднозначностью процедуры ее определения по данным об энергиях нейтронов вследствие того, что энергии нейтронов, образующихся в разных парциальных реак-

циях, могут быть близки. В случае экспериментов на пучках тормозного γ -излучения обсуждаемые систематические погрешности обусловлены тем, что статистические поправки на множественность достаточно хорошо работают в области относительно малых (~ 10 – 15 МэВ) энергий налетающих фотонов, а в области энергий, при которых происходит конкуренция парциальных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), эти поправки становятся не очень точными, потому что при таких энергиях начинают играть все большую роль процессы предравновесного распада составной системы.

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. Dietrich S.S., Berman B.L. // *Atom. Data Nucl. Data Tables*. 1988. V. 38. P. 199.
2. Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E. INDC(NDS)-394. Vienna: IAEA NDS, 1999.
3. <http://cdfc.sinp.msu.ru/index.ru.html>.
4. Blatt J.M., Weisskopf V.F. *Theoretical nuclear physics*. N.Y.: John Wiley & Sons Inc., 1952.
5. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // *ЯФ*. 2022. Т. 85. С. 237; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* 2022. V. 85. P. 316.
6. 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. // 2022. V. 85. No. 5. P. 411.
7. 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.
8. 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.
9. Tzara C. // *Compt. Rend. Acad. Sci.* 1957. V. 245. P. 56.
10. Miller J., Schuhl C., Tzara C. // *Nucl. Phys.* 1962. V. 32. P. 236.
11. 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.
12. 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.
13. Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // *Eur. Phys. J. A*. 2018. V. 54. P. 74.
14. Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S. // *Eur. Phys. J. A*. 2017. V. 53. P. 180.
15. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // *ЯФ*. 2017. Т. 80. С. 632; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* 2017. V. 80. P. 1106.
16. Варламов В.В., Орлин В.Н., Песков Н.Н. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2017. Т. 81. С. 744; Varlamov V.V., Orlin V.N., Peskov N.N. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2017. V. 81. P. 670.
17. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // *ЯФ*. 2021. Т. 84. С. 278; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* 2021. V. 84. P. 389.
18. Tzara C. // *Compt. Rend. Acad. Sci.* 1957. V. 245. P. 56.
19. Miller J., Schuhl C., Tzara C. // *Nucl. Phys.* 1962. V. 32. P. 236.
20. Fultz S.C., Berman B.L., Caldwell J.T. et al. // *Phys. Rev.* 1969. V. 186. P. 1255.
21. Lepretre A., Beil H., Bergere R. et al. // *Nucl. Phys. A*. 1974. V. 219. P. 39.
22. 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.
23. Сорокин Ю.И., Хрущев В.А., Юрьев Б.А. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1972. Т. 36. С. 180; Sorokin Yu.I., Khrushchev V.A., Yuryev B.A. // *Bull. Acad. Sci. USSR. Phys.* 1972. V. 36. P. 170.
24. Сорокин Ю.И., Юрьев Б.А. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1975. Т. 39. С. 114; Sorokin Yu.I., Yuryev B.A. // *Bull. Acad. Sci. USSR. Phys.* 1975. V. 39. P. 98.
25. Baci G., Bonazzola G.C., Minetti B., Molino C. // *Nucl. Phys.* 1965. V. 67. P. 178.
26. Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S. // *Phys. J. A*. 2017. V. 53. P. 180.
27. Alvarez R.A., Berman B.L., Faul D.D., Lewis F.H., Meyer P. // *Phys. Rev. C*. 1979. V. 20. P. 128.
28. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // *ЯФ*. 2022. Т. 85. С. 237; Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* 2022. V. 85. P. 316.
29. 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. // 2022. V. 85. P. 411.
30. Fultz S.C., Alvarez R.A., Berman B.L., Meyer P. // *Phys. Rev.* 1974. V. 10. P. 608.
31. 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.
32. Rassool R.P., Thompson M.N. // *Phys. Rev. C*. 1989. V. 39. P. 1631.
33. Горячев Б.И., Кузнецов Ю.В., Орлин В.Н. и др. // *ЯФ*. 1976. Т. 23. С. 1145; Goryachev B.I., V.Kuznetsov Yu., Orlin V.N. et al. // *Sov. Nucl. Phys.* 1977. V. 23. P. 609.
34. Антропов Г.П., Митрофанов И.Е., Русских Б.С. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1967. Т. 31. С. 336; Antropov G.P., Mitrofanov I.E., Russkikh B.S. // *Bull. Acad. Sci. USSR. Phys.* 1967. V. 31. P. 320.
35. Varlamov V., Davydov A., Kaidarova V., Orlin V. // *Phys. Rev. C*. 2019. V. 99. Art. No. 024608.

Partial photoneutron reaction cross sections in experiments with bremsstrahlung**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*

The analysis of reliability of experimental partial photoneutron reaction cross sections of the reactions ($\gamma, 1n$) and ($\gamma, 2n$) obtained in experiments on the beams of bremsstrahlung was carried out using the objective physical criteria. In this type of experiments partial reaction cross sections were obtained using the procedure of neutron yield cross section $\sigma(\gamma, xn)$ corrections calculated on the base of statistical theory. It was found out that in the cases of ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$, $^{112, 114, 119}\text{Sn}$ reaction cross sections obtained using that procedure do not satisfy the physical criteria of data reliability and therefore are not reliable. At the same time in the cases of ^{127}I , ^{165}Ho и ^{181}Ta one has not any doubts in the data obtained reliability.