

Посвящается 270-летию Московского университета

НОВЫЕ ДАННЫЕ ПО СЕЧЕНИЯМ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{68}Zn

© 2025 г. В. В. Варламов^{1)*}, А. И. Давыдов¹⁾, И. А. Мостаков²⁾, В. Н. Орлин¹⁾

Поступила в редакцию 28.09.2024 г.; после доработки 28.09.2024 г.; принята к публикации 28.09.2024 г.

Новые данные о сечениях реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{68}Zn , для которого ранее в двух экспериментах на пучках тормозного γ -излучения были получены только сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ и сечение полной фотонейтронной реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$, определены с использованием возможностей экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, основанного на объективных физических критериях. Вклады сечений парциальных реакций $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \times \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ для $i = 1$ и 2 в сечение выхода были оценены с помощью отношений $F_i^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$, рассчитанных в Комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР).

Ключевые слова: сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, пучки тормозного γ -излучения, экспериментально-теоретический метод, комбинированная модель фотоядерных реакций (КМФЯР)

DOI: 10.31857/S0044002725010028, EDN: GSWFSV

1. ВВЕДЕНИЕ

Абсолютное большинство данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, широко используемых в фундаментальных ядерно-физических исследованиях и разнообразных приложениях, получено в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету ускоренных позитронов [1–3], некоторое количество данных — в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения [2, 3]. До настоящего времени достаточно интенсивные источники моноэнергетических γ -квантов отсутствуют. Для получения информации о сечениях парциальных реакций, а также сечениях полной фотонейтронной реакции

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

и выхода нейтронов

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

используются специальные методы создания условий, в которых фотоны, вызывающие исследуемую реакцию, могут быть интерпретированы как квазимоноэнергетические.

Такие методы значительно различаются. В экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов сначала определяются сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, с помощью которых простым суммированием получают полные сечения (1) и (2). В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения, напротив, сначала определяется сечение выхода (2), из которого с использованием поправок, рассчитываемых по статистической теории, и соответствующих разностных процедур получают сечения парциальных реакций. Конкретные реализации таких методов в разных экспериментах также существенно различаются. Все эти различия являются причинами существенных систематических расхождений и по форме, и по абсолютной величине результатов экспериментов, выполненных на фотонных пучках не только разного, но и одного типа [4–8]. Так, было установлено, что сечения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, определенные 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) на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности в двух лабораториях (Ливермор (США) и Сакле (Франция)), существенно (до 100% величины) систематически и разнонаправленно различаются. Сече-

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: VVVarlamov@gmail.com

ния реакции (γ , $1n$) имеют большие абсолютные величины в одной лаборатории, тогда как реакции (γ , $2n$) — в другой [4, 9]. При этом практически все сечения реакций, полученные на пучках аннигиляционных фотонов, имеют форму, существенно отличающуюся (сильно заглаженную) от формы сечений, полученных на пучках тормозного γ -излучения [7, 8, 10].

Наблюдающиеся расхождения в течение многих лет ставили на повестку дня вопросы о том, какие именно из существенного различающихся сечений разных реакций являются достоверными и являются ли данные, полученные такими методами, достоверными в целом. Были предложены метод анализа достоверности данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций, не зависящий от способа их получения, и метод оценки сечений таких реакций, удовлетворяющих объективным физическим критериям достоверности [11, 12]. Было установлено, что в случаях большого количества (~ 50) ядер, исследованных на пучках аннигиляционных фотонов, полученные экспериментально сечения не являются достоверными, поскольку содержат существенные систематические погрешности разного типа, обусловленные недостатками использованного в обоих упомянутых лабораториях непрямого метода определения множественности нейтронов на основании данных об их энергиях [11–32].

Предложенные методы анализа достоверности экспериментальных данных и оценки сечений реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности [11, 12], являются универсальными и применимы к сечениям реакций с любой множественностью нейтронов, полученным на пучках налетающих фотонов любого типа. Они были использованы для анализа достоверности экспериментальных сечений парциальных фотонейтронных реакций, полученных для нескольких ядер (^{51}V , ^{52}Cr , ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$) на пучках тормозного γ -излучения методами, альтернативными методу разделения нейтронов по множественности [33–36] и основанными на внесении в сечения выхода нейтронов (2) поправок, рассчитанных по статистической теории, и для оценки новых сечений реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности. Было установлено, что к достоверности данных, полученных в экспериментах и этого типа, имеются определенные претензии, обусловленные некоторыми ограничениями применимости используемых поправок. Было показано, что недостатки сечений реакций, определенных в экспериментах обоего типа, обусловлены, прежде всего, тем, что разделение парциальных реакций в них проводится непрямыми и недостоверными

(вследствие присутствия существенных систематических погрешностей) методами.

Вместе с тем на основании детального сравнения данных, полученных для ядер ^{181}Ta [14], ^{197}Au [37] и ^{209}Bi [19] активационным методом, в котором прямое разделение парциальных реакций проводится не по спектрам вылетающих нейтронов, а по характеристикам конечных ядер, было показано, что новые сечения парциальных реакций, оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода, согласуются с результатами таких экспериментов.

В связи со сказанным в настоящей работе экспериментально-теоретический метод используется для оценки удовлетворяющих физическим критериям достоверности сечений реакций $^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n)^{67}\text{Zn}$ и $^{68}\text{Zn}(\gamma, 2n)^{66}\text{Zn}$, для которых экспериментальные данные в настоящее время отсутствуют.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

Как отмечалось выше, экспериментальные сечения реакций (γ , $1n$) и (γ , $2n$) для большого количества ядер различаются существенно (до 100% величины), что обусловлено систематическими погрешностями не прямых методов их разделения. При этом сечения $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2) различаются незначительно ($\sim 10\%$ величины) [4], поскольку в такое сечение дают вклады (с соответствующими коэффициентами множественности) все возможные энергетически парциальные реакции. В этой связи было предложено [11, 12] для оценки сечений парциальных реакций

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

свободных от упомянутых недостатков, использовать лишь экспериментальное сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2), а вклады в него сечений реакций (γ , $1n$) и (γ , $2n$), а также в доступной энергетической области и реакции (γ , $3n$), определять с помощью соответствующих отношений сечений определенной парциальной реакции $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in)$ к сечению выхода $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$

$$\begin{aligned} F_i^{\text{теор}} &= \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn) = \\ &= \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / [\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n) + 2\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n) + \\ &\quad + 3\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)], \end{aligned} \quad (4)$$

рассчитываемых в рамках Комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР)

[38, 39], — предравновесной модели, основанной на плотностях ядерных уровней, определенных в модели Ферми-газа, и учитывающей эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления ГДР исследуемого ядра. Таким образом, суть экспериментально-теоретического метода заключается в том, что экспериментальное сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2), практически не зависящее от проблем экспериментального определения множественности нейтронов, разделяется на вклады сечений парциальных реакций с помощью отношений $F_i^{\text{теор}}$ (4), абсолютно не зависящих от этих проблем, при том, что $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$.

Отношения F_i (4), рассчитанные по данным экспериментальных сечений, позволяют сформулировать два жестких абсолютных физических критерия достоверности этих данных [11, 12]:

1) значения отношений $F_i^{\text{эксп}}$ не должны превышать абсолютных физических верхних пределов (1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$);

2) отношения $F_i^{\text{эксп}}$ должны быть определенно положительными, поскольку все члены отношений (4) представляют собой сечения, имеющие размерность площади, и/или их суммы.

Дополнительно на основании детального сравнения данных, оцененных для ядер ^{181}Ta [14], ^{197}Au [37] и ^{209}Bi [19], с результатами соответствующих активационных экспериментов был установлен третий (не жесткий) критерий физической достоверности данных: близость экспериментальных отношений $F_i^{\text{эксп}}$ к отношениям $F_i^{\text{теор}}$, полученным по результатам расчетов в рамках КМФЯР [38, 39].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ФОТОНЕЙТРОННЫМ РЕАКЦИЯМ НА ЯДРЕ ^{68}Zn

К настоящему времени для ядра ^{68}Zn опубликовано только одно сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ выхода фотонейтронов (2) [40] и одно сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn)$ полной фотонейтронной реакции (1) [41]. Оба сечения получены в аналогичных экспериментах, выполненных на пучках тормозного γ -излучения. Энергетические зависимости выхода реакции:

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE, \quad (5)$$

где $\sigma(E)$ — искомое сечение при энергии фотонов E , $E_{\text{пор}}$ — энергетический порог реакции, $W(E^M, E)$ — спектр фотонов тормозного γ -излучения с верхней границей E^M ,

Таблица 1. Пороги B (МэВ), энергетические положения максимума $E^{\text{макс}}$ (МэВ) и амплитуды $\sigma^{\text{макс}}$ (мбн) сечений фотоядерных реакций на ядре ^{68}Zn

Реакция	B	$E^{\text{макс}}$	$\sigma^{\text{макс}}$
$(\gamma, 1n)$	10.20	17.6	137.7
$(\gamma, 2n)$	17.25	19.6	43.0
$(\gamma, 1n1p)$	19.11	25.0	6.1
$(\gamma, 3n)$	28.32	34.0	6.0

$N(E^M)$ — число событий реакции, $D(E^M)$ — доза γ -излучения, ε — эффективность детектора, α — нормировочная константа, были измерены с помощью $^{10}\text{BF}_3$ -счетчиков, размещенных в парафиновом замедлителе (использовались данные о радиационном захвате нейтронов, замедлившихся до тепловых энергий). Измерения проведены в областях энергий налетающих фотонов от порога $B1n = 10.2$ МэВ реакции $(\gamma, 1n)$ до соответственно 27 (с шагом 50 кэВ) [40] и 25 МэВ (с шагом 143 кэВ) [41]. В обоих экспериментах сечение реакции $\sigma(E)$ определено традиционным методом [42], обусловленным тем, что спектр $W(E^M, E)$ фотонов, вызывающих реакцию, имеет непрерывную форму, с помощью решения обратной задачи (5) его развертки из выхода $Y(E^M)$ методом Пенфолда—Лейсса. В эксперименте [40] использовался вариант с переменным шагом обработки — 0.2 МэВ в области энергий фотонов 10.0–11.5 МэВ, 0.5 МэВ в области 11.5–16.5 МэВ и 1.0 МэВ в области 16.5–27.0 МэВ, а в эксперименте [41] — вариант с постоянным шагом, равным 1 МэВ.

Полученное в эксперименте сечение $\sigma(E)$ (5) представлено [40] в виде

$$\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n1p) + 2\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n), \quad (6)$$

который несколько отличается от общего вида (2). Это обусловлено тем, что в области энергий фотонов до $E_\gamma \sim 27$ МэВ возможны именно три приведенные реакции — $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$. Данные о порогах этих реакций вместе с энергетическими положениями и амплитудами сечений реакций, рассчитанными в КМФЯР, приведены в табл. 1, а сами теоретически рассчитанные сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ реакций на ядре ^{68}Zn представлены на рис. 1.

Важность учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$ в процессы фоторасщепления ядер отмечалась во всех выполненных ранее исследованиях достоверности данных о сечениях парциальных реакций [11–36]. Это обусловлено тем, что такая двухнук-

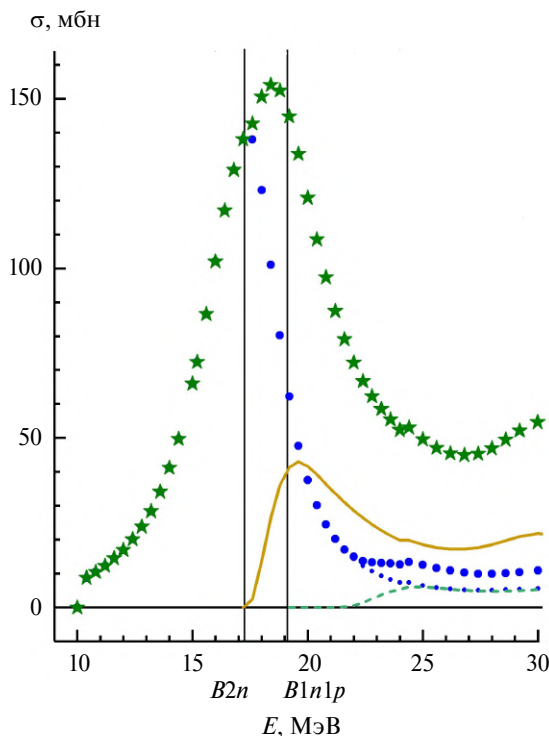


Рис. 1. Теоретически рассчитанные в рамках КМФЯР [38, 39] сечения различных реакций на ядре ^{68}Zn : сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ — звезды, $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$ — кружки, $\sigma(\gamma, 2n)$ — сплошная кривая, $\sigma(\gamma, 1n1p)$ — штриховая кривая, $\sigma(\gamma, 1n)$ — точки.

лонная реакция с множественностью нейтронов, равной 1, по энергиям нейтронов конкурирует не с однонуклонной реакцией $(\gamma, 1n)$ с такой же множественностью, а с также двухнуклонной реакцией $(\gamma, 2n)$, множественность нейтронов из которой равна 2. В методе разделения фотонейтронов по множественности на основании данных об их энергиях, используемом на пучках аннигиляционных фотонов, это обстоятельство является источником дополнительных систематических погрешностей, искажающих идентификацию принадлежности нейтронов с относительно небольшими и близкими энергиями реакциям $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$. В методе внесения поправок, рассчитанных по статистической теории, в сечение выхода нейтронов, непренебрежимый вклад реакции $(\gamma, 1n1p)$ искажает точность таких поправок.

Данные, приведенные на рис. 1 и в табл. 1, свидетельствуют о том, что вклад реакции $(\gamma, 1n1p)$ в процессы фоторасщепления ядра ^{68}Zn не является пренебрежимо малым по сравнению с вкла-

дами реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, однако заметного влияния на эти процессы не оказывает.

По результатам эксперимента [41] сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ опубликовано не было, оно было использовано для получения сечения полной фотонейтронной реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn)$, для чего использовался традиционный метод [42] внесения в сечение выхода поправок, рассчитанных по статистической теории [43].

4. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{68}Zn С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА

Поскольку, как свидетельствуют данные табл. 1 и рис. 1, реакция $(\gamma, 1n1p)$ играет некоторую роль в процессах фоторасщепления ядра ^{68}Zn , оценка (3) сечений парциальных реакций для этого ядра была выполнена с учетом теоретически рассчитанных в рамках КМФЯР [38, 39] сечений $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$, $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$, а также полученных при их использовании сечений $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ и $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$.

С помощью рассчитанных теоретически сечений были получены соответствующие отношения $F_i^{\text{теор}}$ (4), которые представлены на рис. 2. Эти отношения использовались для оценки (3) сечений парциальных реакций на основе экспериментального сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [40] выхода нейтронов для ядра ^{68}Zn , которое приведено на рис. 3 в сравнении с теоретическим сечением $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ [38, 39], рассчитанным в рамках КМФЯР. С целью максимального сближения экспериментального [40] и теоретического [38, 39] сечений выхода нейтронов, последнее (штриховая кривая на рис. 3) было слегка скорректировано (сплошная кривая на рис. 3) на основании данных об интегральных сечениях и энергетических центрах тяжести обоих сечений, приведенных в табл. 2. Корректировка заключалась в смещении теоретического сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ в сторону меньших энергий на величину

$$\Delta E^{\text{ц.т.}} = E^{\text{ц.т.-теор}} - E^{\text{ц.т.-эксп}} = 19.2 - 18.5 = 0.7 \text{ МэВ}$$

и умножении его на коэффициент $\sigma^{\text{инт-эксп}}/\sigma^{\text{инт-теор}} = 1610/1203 = 1.33$ (использованы соответствующие данные, рассчитанные до энергии налетающих фотонов 26.85 МэВ). Уточненные по параметрам скорректированного сечения $\sigma^{\text{теор-корр}}(\gamma, xn)$ отношения $F_i^{\text{теор-корр}}$ (4) были использованы в процедуре (3) оценки сечений парциальных реакций.

Таблица 2. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ и энергетические центры тяжести $E^{\text{ц.т.}}$, рассчитанные по экспериментальному [40] и теоретическому [38, 39] (до и после корректировки) сечениям реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, xn)$

Область энергий	$E^{\text{инт}} = B2n = 17.25 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 26.85 \text{ МэВ}$	
	$\sigma^{\text{инт}}, \text{ МэВ мбн}$	$E^{\text{ц.т.}}, \text{ МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{ МэВ мбн}$	$E^{\text{ц.т.}}, \text{ МэВ}$
Эксперимент [40]	644.12 ± 2.29	14.91 ± 0.22	1610.9 ± 5.49	18.45 ± 0.31
Теория [38, 39]	359.47 ± 7.80	15.32 ± 1.43	1203.18 ± 12.18	19.20 ± 0.76
Теория – корр.	613.16 ± 12.67	15.20 ± 1.43	1643.86 ± 16.37	18.73 ± 0.72

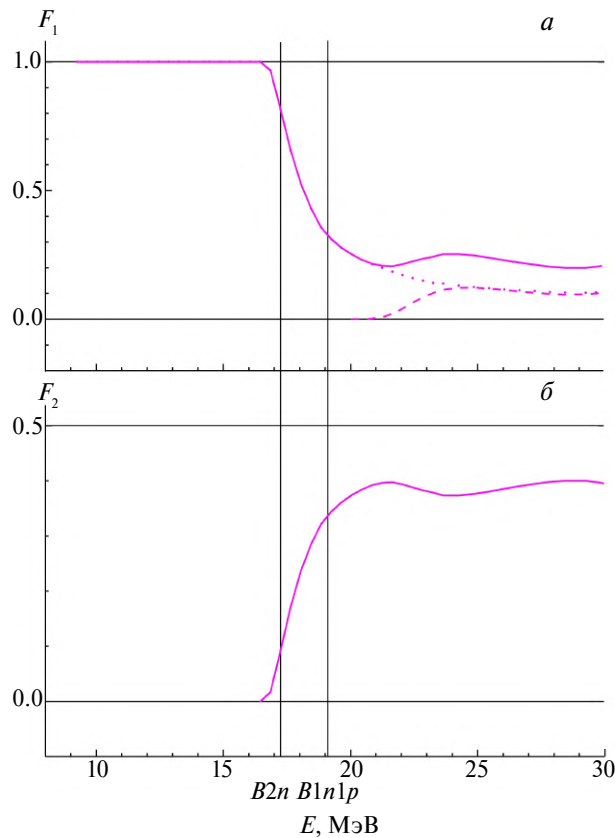


Рис. 2. Теоретические отношения $F_1^{\text{теор}} = (\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ (а) и $F_2^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ (б) для ядра ^{68}Zn , определенные по данным теоретических сечений реакций, рассчитанных в рамках КМФЯР [38, 39]. При энергиях, превышающих порог $B1n1p$ реакции $(\gamma, 1n1p)$, отношение $F_1^{\text{теор}}$ приведено без учета (точки) и с учетом (сплошная кривая) вклада сечения $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ – штриховая кривая.

5. ОЦЕНЕННЫЕ СЕЧЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{68}Zn

Новые оцененные сечения парциальных реакций $^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n)^{67}\text{Zn}$, $^{68}\text{Zn}(\gamma, 2n)^{66}\text{Zn}$ и $^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n1p)^{66}\text{Cu}$, экспериментальные данные для которых до настоящего времени получены не были, представлены на рис. 4. Соответствующие оцененным данным интегральные сечения

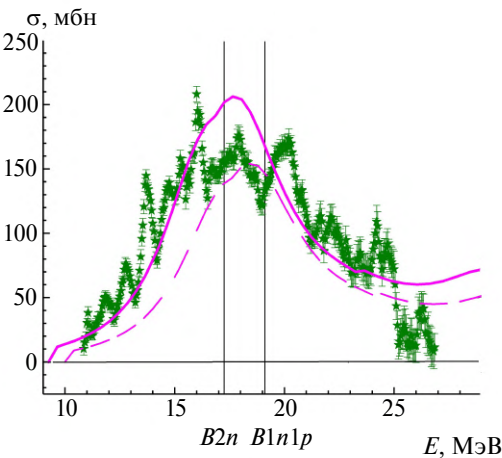


Рис. 3. Сравнение экспериментального сечения выхода нейтронов $^{68}\text{Zn}(\gamma, xn)$ ([40] – звезды) с сечением, теоретически рассчитанным в рамках КМФЯР [38, 39] (до (штриховая кривая) и после (сплошная кривая) корректировки).

реакций (γ, sn) , $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ приведены в табл. 3 вместе с аналогичными данными использованного для оценки экспериментального сечения выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ [40], а также единственного опубликованного сечения полной фотонейтронной реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn)$, полученного в другом эксперименте на пучке тормозного γ -излучения [41].

Сравнение оцененного сечения полной фотонейтронной реакции $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, sn) = \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$ с экспериментальным сечением $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn)$ [41] позволяет оценить достоверность данных по этому сечению, полученных с помощью внесения в сечение выхода нейтронов поправок, рассчитанных по статистической теории. Это сравнение свидетельствует о следующем. В области энергий налетающих фотонов до порога $B2n = 17.25 \text{ МэВ}$ возможна только реакция $(\gamma, 1n)$, проблемы экспериментального определения множественности нейтронов отсутствуют. Отношение оцененного и экспериментального [41] интегральных сечений полной фотонейтронной реакции (γ, sn) имеет величину $\sigma^{\text{инт-оцен}} / \sigma^{\text{инт-эксп}} = 1.90$ ($640.58/337.29$). Такое

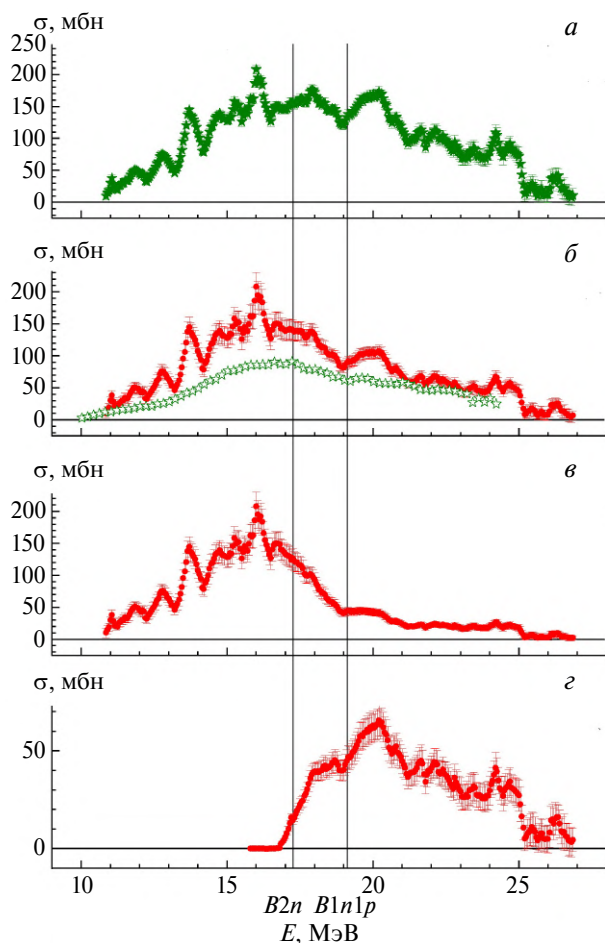


Рис. 4. Оцененные (кружки) и экспериментальные ([40] — звезды) сечения реакций на ядре ^{68}Zn : *a* — $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$; *б* — $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, sn)$, незаполненные звезды — экспериментальное сечение [41]; *в* — $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$; *г* — $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$.

различие, оставаясь постоянным в области энергий до 27 МэВ, могло бы быть следствием возможного простого расхождения в нормировке данных по сечению выхода нейтронов из экспериментов [40] и [41]. Однако приведенные данные свидетельствуют о том, что величина такого отношения существенно уменьшается с увеличением энергии фотонов. Так, для областей энергий до порога $B1n1p = 19.25$ МэВ оно равно 1.76 (855.06/486.62), а до $E^{\text{инт}} = 24.40$ МэВ — 1.67 (1223.45/732.02). Для области энергий, превышающих $B2n = 17.25$ МэВ, обсуждаемое отношение оказывается еще меньше $\sigma^{\text{инт-оцен}}/\sigma^{\text{инт-эксп}} = 582.87/394.73 = 1.47$. Это означает, что кроме возможных расхождений, связанных с нормировкой данных, которые не должны зависеть от энергии фотонов, в экспериментальном сечении полной фотонейтронной реакции [41] присутствуют погрешности, обусловленные иными причинами, а именно — определенными

ми недостатками метода получения сечения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn)$ [41] с использованием поправок, рассчитанных по статистической теории. Обнаруженная энергетическая зависимость отношения $\sigma^{\text{инт-оцен}}/\sigma^{\text{инт-эксп}}$ свидетельствует о том, что сечение реакции $(\gamma, 2n)$, определенное с помощью таких поправок и вычтенное из сечения выхода $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ для получения $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn)$ [41], недостоверно (необоснованно) завышено по сравнению с сечением реакции $(\gamma, 2n)$, оцененным с помощью экспериментально-теоретического метода и удовлетворяющим физическим критериям достоверности. В такой ситуации экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ [41], соответственно, оказывается недостоверно заниженным по сравнению с оцененным сечением.

Обнаруженная зависимость конкуренции реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, определенных с помощью упомянутых выше поправок, от энергии налетающих фотонов в целом согласуется с результатами, полученными ранее при проведении оценки с помощью экспериментально-теоретического метода сечений парциальных фотонейтронных реакций на ядрах ^{51}V , ^{52}Cr , ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$ и ^{90}Zr [33–36, 44], с использованием сечений $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2), определенных в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения. Это обусловлено тем, что обсуждаемые поправки достаточно хорошо работают лишь в области относительно малых (~ 10 – 15 МэВ) энергий налетающих фотонов. В области больших энергий, в которой конкурируют реакции $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, а в случаях относительно легких ядер и реакция $(\gamma, 1n1p)$, эти поправки становятся менее точными вследствие того, что при таких энергиях начинают играть роль процессы предравновесного распада составной системы.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новые сечения парциальных реакций $^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n)$, ^{67}Zn и $^{68}\text{Zn}(\gamma, 2n)$, ^{66}Zn , которые экспериментально определены не были, получены с помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, использованного ранее для получения данных о таких реакциях, удовлетворяющих объективным физическим критериям достоверности.

Оценено также сечение $^{68}\text{Zn}(\gamma, sn)$ полной фотонейтронной реакции (1), для которой ранее был опубликован лишь единственный результат эксперимента, выполненного на пучке тормозного γ -излучения.

Таблица 3. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в единицах МэВ мбн), рассчитанные для оцененных сечений полной и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{68}Zn в сравнении с экспериментальными данными для сечения выхода нейтронов (γ, xn) [40] и сечения полной фотонейтронной реакции (γ, sn) [41]

Реакция	Оцененные данные	Эксперимент [40]	Эксперимент [41]
$E^{\text{инт}} = B2n = 17.25 \text{ МэВ}$			
(γ, xn)		644.12 ± 2.29	
(γ, sn)	640.58 ± 5.52		337.29 ± 2.41
$(\gamma, 1n)$	637.03 ± 5.52		
$(\gamma, 2n)$	3.54 ± 0.12		
$E^{\text{инт}} = B1n1p = 19.11 \text{ МэВ}$			
(γ, xn)		925.8 ± 2.77	
(γ, sn)	855.06 ± 6.01		486.62 ± 3.26
$(\gamma, 1n)$	785.67 ± 5.93		
$(\gamma, 2n)$	69.40 ± 0.97		
$E^{\text{инт}} = 24.40 \text{ МэВ}$			
(γ, xn)		1517.47 ± 4.45	
(γ, sn)	1223.45 ± 6.68		732.02 ± 4.88
$(\gamma, 1n1p)$	20.79 ± 0.44		
$(\gamma, 1n)^*$	929.40 ± 6.13		
$(\gamma, 2n)$	294.05 ± 2.65		
$E^{\text{инт}} = 26.85 \text{ МэВ}$			
(γ, xn)		1610.89 ± 5.49	
(γ, sn)	1281.46 ± 7.00		
$(\gamma, 1n1p)$	31.95 ± 0.70		
$(\gamma, 1n)^*$	952.01 ± 6.23		
$(\gamma, 2n)$	329.45 ± 3.20		

*Сечение реакции ($\gamma, 1n$) с учетом небольшого вклада реакции ($\gamma, 1n1p$).

Для оценки новых сечений реакций на ядре ^{68}Zn использованы единственное известное сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, определенное в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения [40], и результаты теоретических расчетов в рамках КМФЯР [38, 39].

Сравнение нового оцененного сечения полной фотонейтронной реакции $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, sn)$ на ядре ^{68}Zn с единственным экспериментальным сечением полной фотонейтронной реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn)$ [41] позволяет оценить достоверность данных, полученных с использованием поправок, рассчитанных по статистической теории. Это сравнение свидетельствует о том, что в экспериментальном сечении полной фотонейтронной реакции [41] присутствуют систематические погрешности, обусловленные недостатками метода его получения. Использование обсуждаемых поправок привело к недостоверному завышению вклада сечения реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, 2n)^{66}\text{Zn}$ и, соответственно, к занижению вклада сечения реакции $^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n)^{67}\text{Zn}$ относительно оцененных сече-

ний, удовлетворяющих физическим критериям достоверности данных. Это обусловлено тем, что, достаточно хорошо работая в области относительно небольших энергий фотонов, в которой возможна лишь реакция ($\gamma, 1n$), такие поправки в области больших энергий, в которых эта реакция конкурирует с реакциями ($\gamma, 2n$) и ($\gamma, 1n1p$), теряют свою точность вследствие того, что начинают играть определенную дополнительную роль различные нестатистические процессы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. S. Dietrich and B. L. Berman, *At. Data Nucl. Data Tables* **38**, 199 (1988).
2. IAEA Nuclear Data Section Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), IAEA; URL: <http://www-nds.iaea.org/exfor>
3. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1999).
4. V. V. Varlamov and B. S. Ishkhanov, INDC(CCP)-433, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2002).
5. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, and V. V. Varlamov, *Phys. Part. Nucl.* **48**, 76 (2017).
6. B. B. Варламов, Б. С. Ишханов, *ЯФ* **80**, 554 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 957 (2017)].
7. B. B. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия* **78**, 2330206 (2023) [*Moscow Univ. Phys. Bull.* **78**, 303 (2023)].
8. B. B. Варламов, А. И. Давыдов, *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия* **79**, 2420201 (2024) [*Moscow Univ. Phys. Bull.* **79**, 178 (2024)].
9. B. B. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, *ВАНТ. Сер.: Ядерные константы 1–2*, 48 (2003).
10. B. B. 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)].
11. B. B. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, В. А. Четверткова, *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 875 (2010) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **74**, 833 (2010)].
12. B. B. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трошиев, *Изв. РАН. Сер. физ.* **74**, 884 (2010) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **74**, 842 (2010)].
13. B. B. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **75**, 1414 (2012) [*Phys. At. Nucl.* **75**, 1339 (2012)].
14. B. B. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **76**, 1484 (2013) [*Phys. At. Nucl.* **76**, 1403 (2013)].
15. B. B. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *Изв. РАН. Сер. физ.* **77**, 433 (2013) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **77**, 388 (2013)].
16. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, *Eur. Phys. J. A* **50**, 114 (2014).
17. B. B. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **78**, 678 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 634 (2015)].
18. B. B. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **78**, 797 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 746 (2015)].
19. S. S. Belyshev, D. M. Filipescu, I. Gheorghe, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, K. A. Stopani, O. Tesileanu, and V. V. Varlamov, *Eur. Phys. J. A* **51**, 67 (2015).
20. B. B. Варламов, А. И. Давыдов, М. А. Макаров, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, *Изв. РАН. Сер. физ.* **80**, 351 (2016) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **80**, 317 (2016)].
21. B. B. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **79**, 315 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 501 (2016)].
22. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, *Phys. Rev. C* **95**, 054607 (2017).
23. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, *Phys. Rev. C* **96**, 044606 (2017).
24. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and B. S. Ishkhanov, *Eur. Phys. J. A* **53**, 180 (2017).
25. B. B. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **80**, 632 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 1106 (2017)].
26. B. B. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, *Изв. РАН. Сер. физ.* **81**, 744 (2017) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **81**, 670 (2017)].
27. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, B. S. Ishkhanov, and V. N. Orlin, *Eur. Phys. J. A* **54**, 74 (2018).
28. V. Varlamov, A. Davydov, V. Kaidarova, and V. Orlin, *Phys. Rev. C* **99**, 024608 (2019).
29. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, *Amer. J. Phys. Appl.* **8**, 64 (2020).
30. B. B. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **84**, 278 (2021) [*Phys. At. Nucl.* **84**, 389 (2021)].
31. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, *Eur. Phys. J. A* **58**, 123 (2022).
32. B. B. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **85**, 237 (2022) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 316 (2022)].
33. B. B. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **85**, 316 (2022) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 411 (2022)].
34. B. B. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, *Изв. РАН. Сер. физ.* **87**, 1166 (2023) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **87**, 1179 (2023)].
35. B. B. Варламов, А. И. Давыдов, И. А. Мостаков, В. Н. Орлин, *ЯФ* **86**, 532 (2023) [*Phys. At. Nucl.* **86**, 600 (2023)].
36. B. B. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, *Изв. РАН. Сер. физ.* **87**, 1176 (2023) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **87**, 1188 (2023)].
37. B. B. Варламов, А. И. Давыдов, *ЯФ* **85**, 2 (2022) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 1 (2022)].
38. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЭЧАЯ* **38**, 460 (2007) [*Phys. Part. Nucl.* **38**, 232 (2007)].
39. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **71**, 517 (2008) [*Phys. At. Nucl.* **71**, 493 (2008)].
40. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Е. В. Лазутин, И. М. Пискарев, О. П. Шевченко, *ЯФ* **20**, 433 (1974) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **20**, 233 (1975)].
41. А. М. Горячев, Г. Н. Залесный, *Вопр. теор. ядерн. физ.* **8**, 121 (1982).
42. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, *Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами* (Изд-во Моск. ун-та, Москва, 1979).
43. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1952).
44. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, I. A. Mostakov, and V. N. Orlin, *Phys. At. Nucl.* **87**, 575 (2024).

NEW DATA ON PHOTONEUTRON REACTION CROSS SECTIONS FOR ^{68}Zn

© 2025 V. V. Varlamov¹⁾, A. I. Davydov¹⁾, I. A. Mostakov²⁾, V. N. Orlin¹⁾

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

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

New data on cross sections of the $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$ reactions on the ^{68}Zn nucleus, for which the neutron yield cross sections of $\sigma^{\text{exp}}(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ and the total photoneutron reaction $\sigma^{\text{exp}}(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$ have been obtained in two experiments on the beams of bremsstrahlung, were determined using the possibilities of the experimental-theoretical method for the evaluation of cross sections of partial photoneutron reactions based on objective physical criteria. The contributions of partial reaction cross sections $\sigma^{\text{eval}}(\gamma, in) = F_i^{\text{theor}} \times \sigma^{\text{exp}}(\gamma, xn)$ for $i = 1$ and 2 to the neutron yield cross section were evaluated using the ratios $F_i^{\text{theor}} \times \sigma = \sigma^{\text{theor}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{theor}}(\gamma, xn)$ calculated within the combined photonuclear reaction model (CPNRM).