

УДК 539.17

## ДОСТОВЕРНОСТЬ СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{51}\text{V}$ И $^{59}\text{Co}$ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2024 г. В. В. Варламов<sup>1,\*</sup>, А. И. Давыдов<sup>1,2</sup>, И. А. Мостаков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной  
физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

<sup>2</sup> Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

\* e-mail: VVVarlamov@gmail.com

Поступила в редакцию 15.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, основанного на объективных физических критериях, исследована достоверность данных по сечениям реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на ядрах  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ , определенных в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения. Установлено, что сечения парциальных реакций, полученные с помощью внесения поправок, рассчитанных по статистической теории, в экспериментально измеренное сечение выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$ , не удовлетворяют критериям достоверности. В рассмотренных экспериментах недостоверно сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  существенно занижены, а реакции  $(\gamma, 2n)$  — напротив завышены. Это очевидно обусловлено недостатками использованного метода получения информации о сечениях парциальных реакций с помощью поправок в сечение выхода  $\sigma(\gamma, xn)$ , рассчитанных по статистической теории. Такие поправки, описывая сечение реакции  $(\gamma, 1n)$  при энергиях фотонов, не превышающих порог  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$ , приводят к существенным систематическим погрешностям в области энергий, в которой обе парциальные реакции конкурируют.

*Ключевые слова:* парциальные фотонейтронные реакции, сечения, достоверность, физические критерии

DOI: 10.31857/S0367676524080063, EDN: ORINGG

### ВВЕДЕНИЕ

Оценка достоверности данных по сечениям парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на ядрах  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ , полученных экспериментально на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, вызывает большой интерес. В исследованиях, выполненных с использованием объективных физических критериев достоверности [1, 2], было установлено, что такие данные для этих ядер, полученные в экспериментах, выполненных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, не удовлетворяют критериям достоверности [3–5]. Было показано, что сечения парциальных реакций, полученные этим методом, не являются достоверными вследствие проявления в них существенных систематических погрешностей метода определения множественности нейтронов на основании данных об их энергиях: эти энергии

в разных реакциях могут быть близкими, что делает интерпретацию принадлежности нейтронов к той или иной реакции неоднозначной. Систематические погрешности метода экспериментального определения множественности нейтронов приводят к недостоверному (необоснованному, ошибочному) изъятию заметного количества нейтронов из одной парциальной реакции и, следовательно, к недостоверному приписыванию этих нейтронов другой парциальной реакции. Такие систематические погрешности являются типичными для большого количества (~50) ядер, исследованных с помощью такого метода [6], что делает весьма актуальными исследования достоверности сечений парциальных реакций, полученных кардинально иным альтернативным способом.

В экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов «непосредственно» и «прямо» измеряются сечения реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ , а в отдельных случаях и  $(\gamma, 3n)$ , которые с помощью простого суммирования

позволяют получить сечения полной фотонейтронной реакции

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

и сечение выхода нейтронов

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

В экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения сечения парциальных реакций определяют кардинально иным методом. В непосредственно измеренное экспериментально сечение выхода нейтронов (2) вносятся поправки, рассчитанные по статистической теории [7]. Этот метод определения сечений парциальных реакций основывается на предположении о том, что поглощение дипольных  $E1$  фотонов ядром перед испусканием им одного или двух нейтронов приводит к формированию компаунд-ядра. Рассчитанные поправки позволяют определить сечение реакции  $(\gamma, 2n)$ , и с его помощью, например, в области энергий до порога  $B3n$  реакции  $(\gamma, 3n)$  при использовании соответствующих разностных процедур получить информацию и о других обсуждаемых сечениях реакций

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

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

В результате выполненного ранее исследования [8] было установлено, что сечения парциальных реакций на ядре  $^{59}\text{Co}$ , полученные этим методом, также физическим критериям не удовлетворяют. Настоящая работа посвящена детальному исследованию достоверности сечений парциальных реакций на ядре  $^{51}\text{V}$ , полученных на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения, в сравнении с результатами аналогичного исследования для ядра  $^{59}\text{Co}$ .

### СЕЧЕНИЯ ПОЛНЫХ И ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{51}\text{V}$ И $^{59}\text{Co}$

В экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов  $W(E^M, E)$  измеряется выход реакции  $Y(E^M)$ , представляющий собой свертку фотонного спектра с искомым сечением реакции  $\sigma(E)$  в области энергий от порога реакции  $E_{\text{пор}}$  до максимальной энергии спектра фотонов  $E^M$

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

где  $N(E^M)$  — число зарегистрированных событий реакции,  $D(E^M)$  — доза  $\gamma$ -излучения мишени,  $\varepsilon$  — эффективность регистрации нейтронов детектором,  $\alpha$  — нормировочная константа. Для решения этой обратной задачи восстановления (развертки, unfolding) сечения реакции  $\sigma(E)$  из ее выхода  $Y(E^M)$  используется

один из специально разработанных методов (Пенфолда–Лейсса, наименьшей структуры Кука, регуляризации Тихонова, редукции и ряда других). Так как спектр тормозных фотонов  $W(E^M, E)$  имеет непрерывную форму, в области энергий, в которой конкурируют несколько парциальных реакций, пороги которых, как правило, относительно близки, может быть определено лишь сечение (2) выхода  $\sigma(\gamma, xn)$ . Кратко описанный выше метод определения сечений парциальных реакций с использованием поправок к сечению  $\sigma(\gamma, xn)$ , рассчитанных по статистической теории [7], используется для получения сечений парциальных реакций.

Наиболее подробные данные по сечениям полных и парциальных реакций на ядрах  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  были получены на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения [9] при измерении в обоих случаях энергетических зависимостей выхода фотонейтронов с шагом по энергии 100 кэВ и использовании метода регуляризации Тихонова для решения задачи (5) восстановления (развертки) сечения реакции.

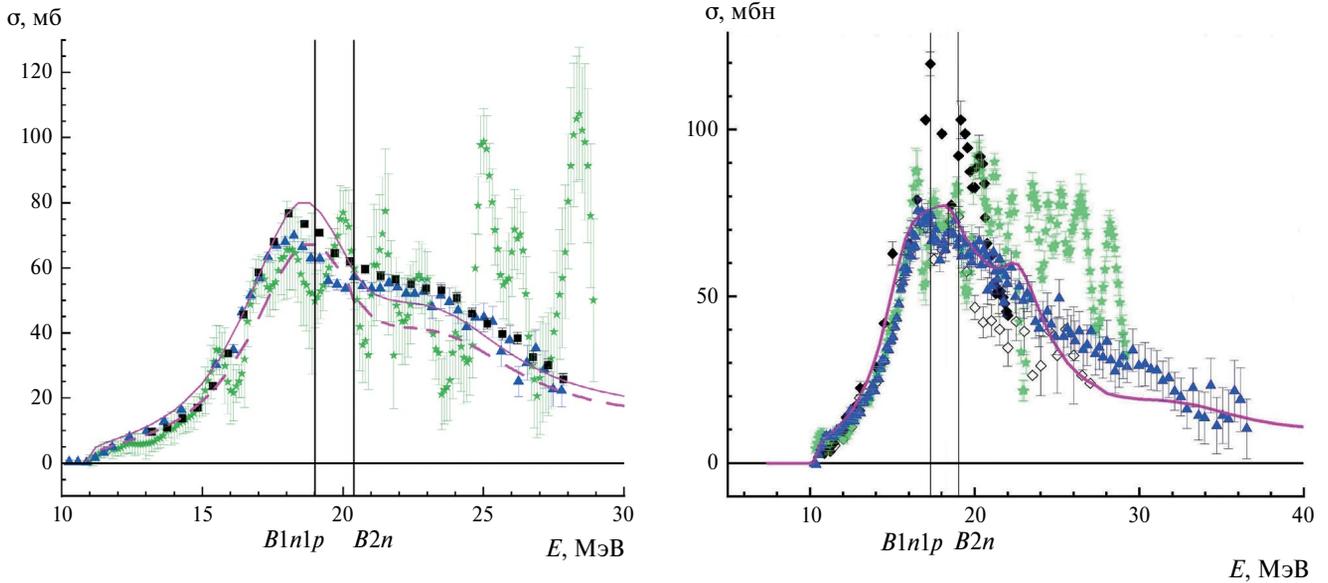
В обоих случаях были опубликованы только сечения (1) полной фотонейтронной реакции  $\sigma(\gamma, sn)$  и реакции  $\sigma(\gamma, 1n)$ . В связи с этим сечения выхода  $\sigma(\gamma, xn)$  и сечения реакции  $\sigma(\gamma, 2n)$ , также необходимые для анализа достоверности данных о сечениях парциальных реакций, были получены с помощью соотношений

$$\sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 1n) \quad (6)$$

и

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, sn) + \sigma(\gamma, 2n). \quad (7)$$

Сечения выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , полученные для ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  таким методом по данным [9], приведены на рис. 1 в сравнении с результатами некоторых других экспериментов этого типа [10, 11], результатами, полученными на пучках квазиодноэнергетических фотонов [4, 5, 12], а также с результатами расчетов в рамках Комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [13]. Следует отметить, что сечения выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , полученные на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения [9], в случаях обоих ядер существенно отличаются по форме, а в случае ядра  $^{59}\text{Co}$  и по абсолютной величине от экспериментальных данных, полученных на пучках аннигиляционных фотонов [4, 5, 12]. При этом по абсолютной величине результаты экспериментов разного типа оказываются относительно близкими в случае ядра  $^{51}\text{V}$ , однако существенно различными в случае ядра  $^{59}\text{Co}$  (таблица 1). В случае ядра  $^{51}\text{V}$  близость сечений выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , полученных на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения [9] и аннигиляционных фотонов [4, 5, 12], по абсолютной величине при существенном расхождении их по форме, по-видимому, является следствием различий достигаемых в экспериментах разного типа эффективных энергетических разрешений [6].



**Рис. 1.** Сравнение сечений выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , полученных на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, с результатами экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов и расчетов в рамках комбинированной модели фото-ядерных реакций. Справа: ядро  $^{51}\text{V}$ , звезды — [9], треугольники — [12], квадраты — [5], линия — [13]. Слева: ядро  $^{59}\text{Co}$ , звезды — [9], треугольники — [4], заполненные ромбы — [10], пустые ромбы — [11], линия — [13].

Для объяснения возможных причин наблюдаемых существенных (до  $\sim 20$  мб) расхождений сечений выхода нейтронов  $^{59}\text{Co}(\gamma, xn)$  в области энергий фотонов  $\sim 20$ — $30$  МэВ было высказано предположение [8] о присутствии в эксперименте [9] в мишени из кобальта элементов его окисления.

### АНАЛИЗ ДОСТОВЕРНОСТИ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{51}\text{V}$ И $^{59}\text{Co}$ С ПОМОЩЬЮ ФИЗИЧЕСКИХ КРИТЕРИЕВ

Полученные для обоих ядер описанным выше методом сечения реакций  $\sigma(\gamma, 1n)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$  использованы для анализа их достоверности с помощью экспериментально-теоретического метода оценки [14, 15], с помощью которого были выполнены ранее оценки достоверности сечений парциальных реакций, полученных для  $\sim 50$  ядер в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [6]. Использовались объективные физические критерии достоверности [14, 15], основные из которых — отношения сечений конкретных парциальных реакций к сечению выхода

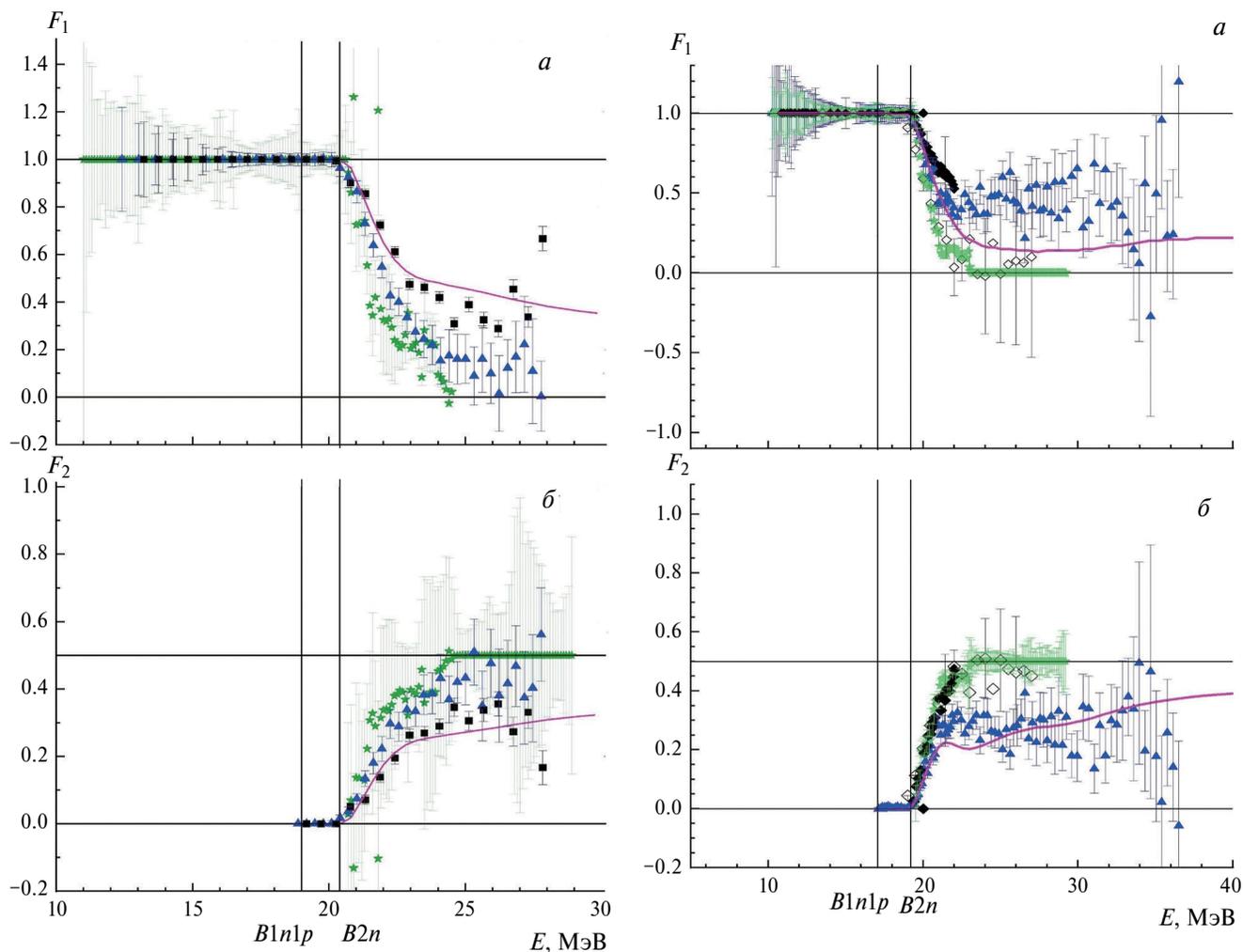
$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]. \quad (8)$$

По определению этих критериев к достоверности экспериментальных данных могут быть выдвинуты жесткие физические требования:

— отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  определенно должны быть положительными;

— отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  должны иметь значения, строго не превышающие абсолютных верхних пределов 1.00, 0.50, 0.33..., соответственно, для  $i = 1, 2, 3, \dots$ ; так, например, отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  должны иметь значения, строго меньше 0.50, поскольку, разность  $(0.5 - F_i^{\text{эксп}})$  обусловлена присутствием в знаменателе соответствующего отношения (8) вклада уменьшающего сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$ , конкурирующего с возрастающим сечением  $\sigma(\gamma, 2n)$ . Как известно из результатов многочисленных экспериментов разного типа и расчетов в рамках КМФЯР [13], сечение реакции  $(\gamma, 1n)$ , присутствующее в знаменателе отношения (8), отлично от 0 в области энергий налетающих фотонов до  $\sim 40$  МэВ.

Отрицательные значения отношений  $F_i^{\text{эксп}}$  и/или превышения их значениями указанных верхних пределов означают, что в экспериментальных сечениях реакций присутствуют систематические погрешности использованных методов разделения фотонейтронов по множественности, вследствие чего эти сечения не являются достоверными. В исследованиях для нескольких ядер, выполненных с помощью активационных методов прямого разделения парциальных реакций, альтернативных методу их разделения по множественности образующихся в них нейтронов, было показано [16], что к двум жестким критериям достоверности, приведенным выше, может быть добавлен еще один, не жесткий, но обязательный третий критерий. Достоверные отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  не должны заметно отличаться от отношений  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитанных в КМФЯР [13].



**Рис. 2.** Сравнение отношений  $F_1$  (а) и  $F_2$  (б), полученных с использованием экспериментальных и теоретических данных. Справа: ядро  $^{51}\text{V}$ , звезды — [9], треугольники — [12], квадраты — [14], линия — [13]. Слева: ядро  $^{59}\text{Co}$ , звезды — [9], треугольники — [4], заполненные ромбы — [10], пустые ромбы — [11], линия — [13].

Отношения  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ , определенные по данным для сечений выхода и сечений парциальных реакций на ядрах  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ , полученных описанным выше способом, представлены на рис. 2. Хорошо видно, что к достоверности обсуждаемых данных в случаях обоих ядер могут быть предъявлены серьезные претензии. Во-первых, следует отметить огромные расхождения между  $F_i^{\text{эксп}}$  [9] и  $F_i^{\text{теор}}$  [13], намного превышающие аналогичные расхождения данных в случаях обоих ядер, полученных на пучках аннигиляционных фотонов [4, 5, 12], которые были интерпретированы как недостоверные [1, 2, 8]. Во-вторых, о недостоверности обсуждаемых данных, полученных для обоих ядер на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, свидетельствует то, что отношения  $F_1$  выходят на физически недостоверное значение 0, а соответствующие отношения  $F_2$  — на значение 0.50 при очень малых значениях энергии налетающих фотонов. Это означает, что

при больших энергиях в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения не были зарегистрированы нейтроны из реакции  $(\gamma, 1n)$ , хотя, как отмечалось выше, нейтроны из этой реакции наблюдались до энергии налетающих фотонов  $\sim 40$  МэВ. Такое недостоверное существенное занижение сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  при энергиях фотонов, больших отмеченных выше значений (24.5 и 21.5 МэВ), приводит к недостоверной интерпретации сечения выхода нейтронов как  $\sigma(\gamma, xn) = 2\sigma(\gamma, 2n)$ . В результате сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  оказывается существенно переопределенным — недостоверно завышенным. Все сказанное выше свидетельствует о том, что экспериментальные данные, полученные для ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, не удовлетворяют физическим критериям и, следовательно, не являются достоверными.

### ОЦЕНКА ДОСТОВЕРНЫХ СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРАХ $^{51}\text{V}$ И $^{59}\text{Co}$

Для оценки того, как должны выглядеть сечения парциальных реакций  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$  на ядрах  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ , удовлетворяющие физическим критериям достоверности, был использован экспериментально-теоретический метод [6, 14–16]. В нем совместно используются экспериментальное сечение выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ , включающее в себя все образующиеся в разных парциальных реакциях нейтроны и, следовательно, практически не зависящее от проблем экспериментального разделения фотонейтронов по множественности, и отношения  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитанные в КМФЯР [13], которые от этих проблем абсолютно не зависят. В этой связи сечения, оцененные с помощью соотношения

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = [\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)] \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn), \quad (9)$$

от проблем экспериментального определения множественности нейтронов также практически не зависят.

В исследованиях, выполненных ранее для ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  [4, 5, 12], было показано, что случаях этих относительно легких ядер с точки зрения достоверного распределения нейтронов между реакциями с различной множественностью большое значение имеет реакция  $(\gamma, 1n1p)$ . Это обусловлено тем, что в этой реакции энергия возбуждения исследуемого ядра распределяется между двумя нуклонами с множественностью 1 приблизительно так же, как между двумя нейтронами в реакции  $(\gamma, 2n)$  с множественностью 2. Процедура разделения нейтронов по множественности в этих случаях оказывается неоднозначной, что приводит к появлению существенных систематических погрешностей в сечениях конкурирующих реакций.

**Таблица 1.** Величины (в единицах МэВ·мб) интегральных сечения  $\sigma^{\text{инт}}$ , рассчитанных для выходов нейтронов  $^{51}\text{V}(\gamma, xn)$  и  $^{59}\text{Co}(\gamma, xn)$ , полученных экспериментально и теоретически и представленных на рис. 1

Источник данных	$^{51}\text{V}(\gamma, xn), E^{\text{инт}} = 27.30 \text{ МэВ}$	$^{59}\text{Co}(\gamma, xn) [9], E^{\text{инт}} = 27.00 \text{ МэВ}$
[9] — звезды	633.7±8.7	901.7 ± 3.1
[12] — треугольники	629.4±4.4	727.6 ± 4.8
[5] — квадраты	663.9±2.6	
[13] — линии	601.8±7.4	772.9 ± 8.4

**Таблица 2.** Энергетические пороги ( $B$ ), положения максимумов ( $E^{\text{макс}}$ ) и абсолютные величины ( $\sigma^{\text{макс}}$ ) [13] сечений реакций  $(\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$  для ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ .

Реакция	$^{51}\text{V}$			$^{59}\text{Co}$		
	$B, \text{ МэВ}$	$E^{\text{макс}}, \text{ МэВ}$	$\sigma^{\text{макс}}, \text{ мб}$	$B, \text{ МэВ}$	$E^{\text{макс}}, \text{ МэВ}$	$\sigma^{\text{макс}}, \text{ мб}$
$(\gamma, 1n1p)$	19.0	24.4	12.0	17.4	23.0	21.7
$(\gamma, 2n)$	20.4	23.6	11.9	19.0	21.8	13.4

Согласно результатам расчетов, выполненных в КМФЯР для обоих обсуждаемых ядер, энергетические положения максимумов сечений  $\sigma(\gamma, 1n1p)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$  и их амплитуды оказываются весьма близкими (таблица 2) в случае ядра  $^{59}\text{Co}$  и практически совпадают пороги фотопротонной реакции  $(\gamma, 1n1p)$  оказываются заметно ниже порогов фотонейтронной реакции  $(\gamma, 2n)$  — на 1.4 МэВ в случае ядра  $^{51}\text{V}$  и 1.6 МэВ в случае ядра  $^{59}\text{Co}$ . В этой связи оценка достоверных сечений парциальных реакций (9) осуществлялась в двух вариантах: без учета

$$F_1 = \sigma(\gamma, 1n) / [\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (10)$$

и с учетом

$$F_1 = [\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)] / [\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (11)$$

вкладов реакции  $(\gamma, 1n1p)$ .

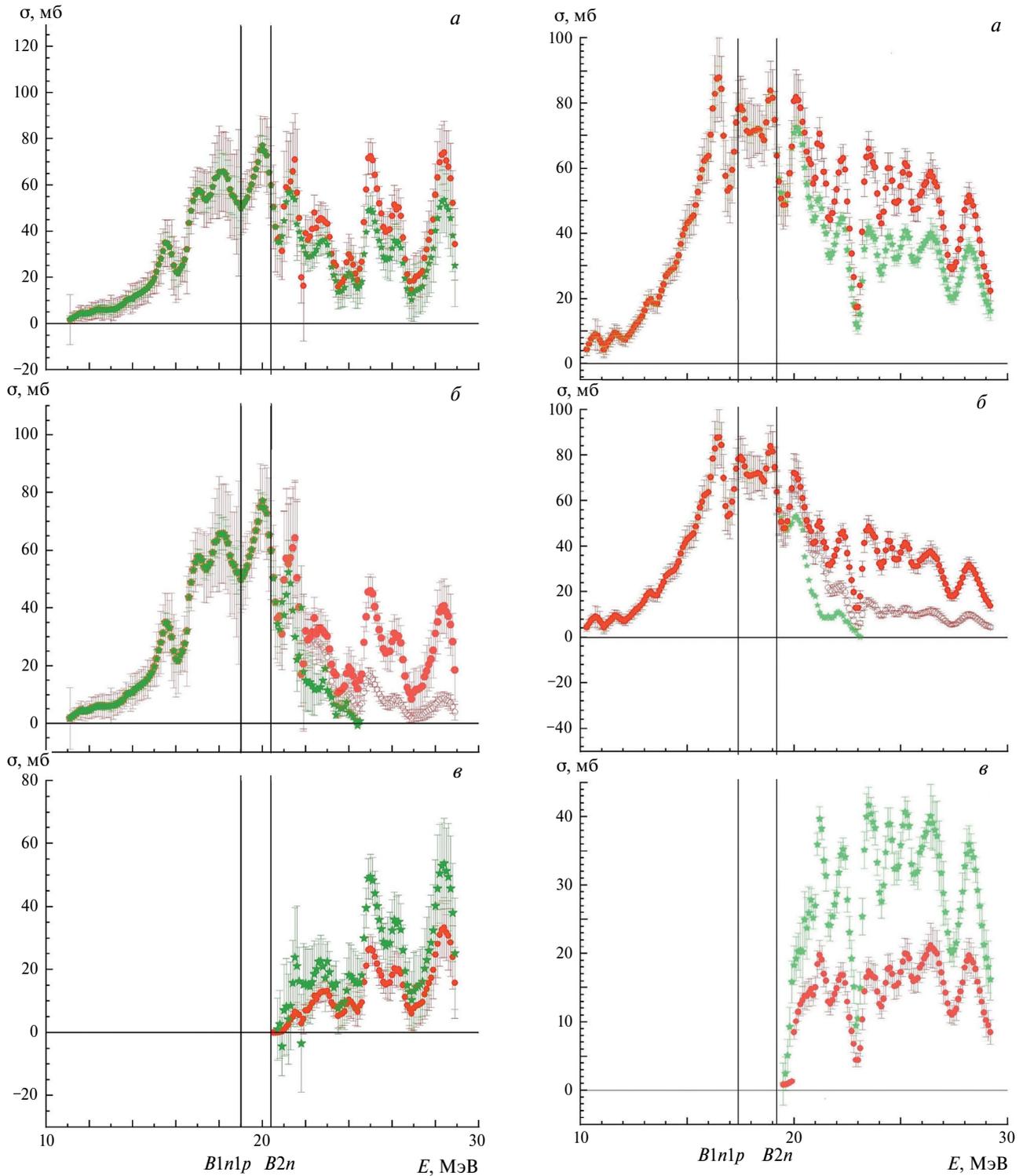
Оцененные описанным способом сечения парциальных реакций, удовлетворяющие физическим критериям достоверности, приведены на рис. 3 вместе с полученными ранее [8] данными для ядра  $^{59}\text{Co}$ . Соответствующие величины интегральных сечений реакций (таблица 3) полностью подтверждают утверждения:

— о недостоверности экспериментальных [9] сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , существенном занижении первых и завышении вторых;

— о существенной роли, которую в случаях ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$  играет реакция  $(\gamma, 1n1p)$ .

Полученные для обоих обсуждаемых ядер данные свидетельствуют о том, что:

— оцененные сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  в обоих случаях [(10) и (11)] естественным образом оказываются одинаковыми, поскольку для их получения используются идентичные коэффициенты  $F_2$ , и имеют величины приблизительно в 2 раза меньшие по сравнению с экспериментальными значениями;



**Рис. 3.** Оцененные (заполненные кружки) и экспериментальные (звезды [9]) сечения реакций *a* —  $\sigma(\gamma, sn)$ , *б* —  $\sigma(\gamma, 1n)$ , *в* —  $\sigma(\gamma, 2n)$ . На рис. *б* незаполненными кружками представлено сечение, оцененное без учета вклада реакции  $(\gamma, 1n1p)$ . Справа — ядро  $^{51}\text{V}$ , слева — ядро  $^{59}\text{Co}$  [8].

— сечения реакции  $(\gamma, 1n)$ , оцененные (10) без учета вклада реакции  $(\gamma, 1n1p)$ , превышают экспериментальные сечения, но не позволяют воспроизвести экспериментальные значения сечений выхода  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ ;

— учет (11) в процедуре оценки вклада реакции  $(\gamma, 1n1p)$  увеличивает общий вклад  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$  реакций с образованием одного нейтрона, что приводит суммарную величину оцененного сечения

**Таблица 3.** Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в единицах МэВ·мб) полных и парциальных реакций, рассчитанные для ядра  $^{51}\text{V}$  до энергии фотонов  $E^{\text{инт}} = 28.9$  МэВ и для ядра  $^{59}\text{Co}$  — до энергии  $E^{\text{инт}} = 30$  МэВ [8], в сравнении с экспериментальными данными [9]

Реакция	Оцененные данные		Эксперимент [9]
	Без учета реакции ( $\gamma, 1n1p$ )	С учетом реакции ( $\gamma, 1n1p$ )	
$^{51}\text{V}$ (настоящая работа)			
$(\gamma, xn)$	$670.6 \pm 11.5$	$770.9 \pm 11.4$	$771.3 \pm 11.1$
$(\gamma, sn)$	$560.4 \pm 10.9$	$660.7 \pm 10.8$	$578.1 \pm 6.8$
$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$		$550.3 \pm 10.2$	$384.9 \pm 4.2$
$(\gamma, 1n)$	$450.0 \pm 9.6$		
$(\gamma, 2n)$	$110.3 \pm 3.6$	$110.3 \pm 3.6$	$193.2 \pm 8.3$
$^{59}\text{Co}$ [8]			
$(\gamma, xn)$	$844.3 \pm 3.4$	$1012.3 \pm 5.7$	$1017.2 \pm 3.4$
$(\gamma, sn)$	$704.6 \pm 5.1$	$872.7 \pm 5.6$	$737.6 \pm 2.2$
$(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$		$733.0 \pm 5.5$	$457.9 \pm 1.2$
$(\gamma, 1n)$	$564.9 \pm 5.0$		
$(\gamma, 2n)$	$139.7 \pm 1.4$	$139.7 \pm 1.4$	$279.6 \pm 2.5$

$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$  в соответствие с его экспериментальным значением  $\sigma^{\text{экссп}}(\gamma, xn)$ .

Все вышесказанное приводит к выводу о том, что, по-видимому, статистическая модель правильно описывает эмиссию нейтронов из составного ядра только при энергиях падающих фотонов до 10—15 МэВ (в некоторых исследованиях (см. например, [17]) об этой области энергий говорится как об энергиях фотонов, на 2—3 МэВ превышающих порог  $B2n$ ). При более высоких энергиях, при которых, собственно, происходит конкуренция парциальных реакций ( $\gamma, 1n$ ), ( $\gamma, 1n1p$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) статистические поправки на множественность становятся неточными, так как при таких энергиях начинают играть большую роль процессы предравновесного распада составной системы.

К сказанному следует добавить, что в полуклассических моделях фотоядерных реакций не учитывается влияние на конкуренцию нейтронных и протонных каналов реакций изоспиновых эффектов, что приводит к заниженным оценкам парциальных сечений с вылетом протонов. Как правило, это не сказывается на соотношении выходов реакций ( $\gamma, 1n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ), пороги которых существенно различаются. Однако в случаях ядер, в которых пороги фотопротонных реакций оказываются ниже порогов фотонейтронных реакций, отсутствие учета изоспиновых эффектов приводит к искажению соотношения выходов реакций ( $\gamma, 1n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ). Как было показано выше (таблица 2), в случаях обоих рассмотренных в настоящей работе ядер реализуется именно такая ситуация. Следует отметить, что в используемой в настоящей работе модели (КМФЯР) этот фактор учитывается.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования позволяют сделать определенные выводы о недостоверности сечений парциальных реакций ( $\gamma, 1n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) на ядрах  $^{51}\text{V}$

и  $^{59}\text{Co}$ , определенных в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения [9] с помощью внесения в сечение реакции выхода  $\sigma(\gamma, xn)$  соответствующих поправок на множественность нейтронов, рассчитанных по статистической теории [7]. Установлено, что результаты экспериментов этого типа в случаях обоих ядер не удовлетворяют физическим критериям. На основании сравнения достоверных сечений реакций, оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода (рис. 3 и табл. 3), с экспериментальными сечениями показано, что примененные поправки недостоверно не только существенно занижают вклад реакции ( $\gamma, 1n$ ), но и не учитывают вклад реакции ( $\gamma, 1n1p$ ), играющей важную роль в процессах фоторасщепления относительно легких ядер. Это приводит к необоснованному недостоверному существенному завышению вклада реакции ( $\gamma, 2n$ ). Сечения парциальных реакций для обоих обсуждаемых ядер  $^{51}\text{V}$  и  $^{59}\text{Co}$ , полученные в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения [9] не являются достоверными и не должны быть рекомендованы для использования в исследованиях и приложениях.

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. Авторы выражают благодарность В. Н. Орлину за результаты теоретических расчетов и полезные обсуждения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S. // Eur. Phys. J. A. 2017. V. 53. P. 180.
2. Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // Ядерн. физика. 2021. Т. 84. № 4. С. 278; Varlamov V.V.,

- Davydov A.I., Orlin V.N.* // Phys. Atom. Nucl. 2021. T. 84. No. 4. P. 389.
3. *Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al.* // Phys. Rev. 1962. V. 128. P. 2345.
  4. *Alvarez R.A., Berman B.L., Faul D.D. et al.* // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 128.
  5. *Veyssiere A., Beil H., Bergere R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1974. V. 227. P. 513.
  6. *Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2023. Т. 78. № 3. С. 2330206; *Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N.* // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2023. V. 78. No. 3. P. 303.
  7. *Blatt J.M., Weisskopf V.F.* Theoretical nuclear physics. NY.: John Wiley & Sons, Inc., 1952.
  8. *Варламов В.В., Давыдов А.И., Мостаков И.А., Орлин В.Н.* // Ядерн. физика. 2023. Т. 86. № 5. С. 532; *Varlamov V.V., Davydov A.I., Mostakov I.A., Orlin V.N.* // Phys. Atom. Nucl. 2023. V. 86. No. 5. P. 600.
  9. *Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1969. Т. 33. С. 1736; *Goryachev B.I., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1969. V. 33. P. 1588.
  10. *Baciu G., Catana D., Deberth C. et al.* // Nucl. Phys. 1971. V. 167. P. 177.
  11. *Baciu G., Bonazzola G.C., Minetti B. et al.* // Nucl. Phys. 1965. V. 67. P. 178.
  12. *Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al.* // Phys. Rev. 1962. V. 128. P. 2345.
  13. *Ишханов Б.С., Орлин В.Н.* // Ядерн. физика. 2008. Т. 71. С. 517; *Ishkhanov B.S., Orlin V.N.* // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 493.
  14. *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.
  15. *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.
  16. *Kawano T., Cho Y.S., Dimitriou P. et al.* // Nucl. Data Sheets. 2020. V. 163. P. 109.
  17. *Bergere R.L., Beil H., Veyssiere A.* // Nucl. Phys. A. 1968. V. 121. P. 463.

## Reliability of cross sections of the photoneutron reactions on $^{51}\text{V}$ and $^{59}\text{Co}$ in the bremsstrahlung beam experiments

V. V. Varlamov<sup>1,\*</sup>, A. I. Davydov<sup>1</sup>, I. A. Mostakov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, 119991, Russia

<sup>2</sup>Lomonosov Moscow State University, Physics Faculty, Moscow, 119991, Russia

\*e-mail: Varlamov@gmail.com

Using the experimental-theoretical method for evaluation of partial photoneutron reaction cross sections basing on objective physical criteria the reliability of data on the  $(\gamma, 1n)$  and  $(\gamma, 2n)$  reaction cross sections of  $^{51}\text{V}$  and  $^{59}\text{Co}$  nuclei obtained on bremsstrahlung  $\gamma$ -rays was investigated. It is found that partial reaction cross sections obtained by adding corrections to neutron yield cross sections  $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$  calculated within statistical theory do not satisfy the reliability criteria. Cross sections of the  $(\gamma, 1n)$  reaction are significantly underestimated in the considered experiments, while those of the  $(\gamma, 2n)$  reaction are overestimated, due obviously to the way information is obtained on the partial reaction cross sections by applying statistical theory corrections to the yield cross section of the  $\sigma(\gamma, xn)$ . When describing the  $(\gamma, 1n)$  reaction cross section at photon energies below threshold  $B_{2n}$  of the  $(\gamma, 2n)$  reaction, such corrections produce substantial systematic uncertainties in the ranges of energy where both partial reactions compete.

*Keywords:* partial photoneutron measurements, dimensionality, discreteness, physical criteria