

Посвящается 270-летию Московского университета

ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ НА ЯДРЕ ^{52}Cr В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ТОРМОЗНЫМ γ -ИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2024 г. В. В. Варламов^{1,*}, А. И. Давыдов¹, И. А. Мостаков², В. Н. Орлин¹

Поступила в редакцию 10.06.2024 г.; после доработки 10.06.2024 г.; принята к публикации 18.06.2024 г.

Исследована достоверность данных по сечениям реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{52}Cr , полученных в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения с помощью внесения в сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ поправок, рассчитанных по статистической теории. С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, основанного на объективных физических критериях достоверности, установлено, что сечения парциальных реакций, полученные таким методом, физическим критериям не удовлетворяют. Экспериментальное сечение реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ недостоверно существенно занижено, а реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$ – напротив, завышено по сравнению с оцененными сечениями. Показано, что это обусловлено недостатками использованного метода получения информации о сечениях парциальных реакций. Основной причиной обнаруженных систематических погрешностей является отсутствие в эксперименте учета вклада двухнуклонной реакции $(\gamma, 1n1p)$, сечение которой по основным параметрам (энергетическое положение и амплитуда) близко к сечению также двухнуклонной реакции $(\gamma, 2n)$, тогда как множественности образующихся в них нейтронов различаются.

DOI: 10.31857/S0044002724060021, EDN: HPHCST

1. ВВЕДЕНИЕ

Абсолютное большинство сечений фотонейтронных парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, сечений полной фотонейтронной реакции

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

а также сечений выхода нейтронов

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

определен в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету ускоренных позитронов, а также – в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения [1–3]. Методы получения информации о сечениях реакций в таких экспериментах принципиально различаются, что находит свое отражение в существенном расхождении их результатов.

В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения с непрерывным спектром фотонов $W(E^M, E)$ прямое измерение сечения реакции невозможно. Непосредственно измеряется выход реакции

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

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

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

* E-mail: VVVarlamov@gmail.com

т.е. есть интеграл от произведения (свертка, folding) искомого сечения $\sigma(E)$ при энергии фотонов E реакции с порогом $E_{\text{пор}}$ и спектра фотонов $W(E^M, E)$ [4]. $N(E^M)$ – число событий реакции, $D(E^M)$ – доза γ -излучения, ε – эффективность детектора, α – нормировочная константа. Сечение реакции $\sigma(E)$ определяется с помощью решения обратной задачи (3) его развертки (unfolding) из экспериментального выхода $Y(E^M)$ при использовании одного из специально разработанных для этого методов (например, таких как метод Пенфолда–Лейсса, метод наименьшей структуры Кука, метод регуляризации Тихонова, метод редукции), позволяющих учесть форму спектра фотонов тормозного γ -излучения. В области энергий налетающих фотонов до ~ 30 МэВ (область гигантского дипольного резонанса (ГДР)) парциальные реакции $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ конкурируют между собой и, следовательно, возможным является определение лишь сечения $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2), в которое дают вклады все возможные энергетически парциальные реакции. Для определения сечений парциальных реакций в сечение $\sigma(\gamma, xn)$ вносятся поправки, рассчитанные по статистической теории [4, 5], определяется сечение одной из них, а затем с использованием соответствующих разностных процедур – сечения и других парциальных реакций.

В экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ определяются непосредственно, а сечения (1) и (2) – при соответствующем их суммировании. Для определения сечений парциальных реакций исполь-

зуются специальные “slowing-down” 4 π -детекторы, в которых осуществляется захват нейтронов из реакции, замедленных до тепловой энергии. Для идентификации принадлежности детектируемого нейтрана к реакции с той или иной множественностью используются данные об энергиях нейтронов, определяемые по времени их замедления до тепловой энергии, в предположении о том, что, например, энергия нейтронов из реакции ($\gamma, 1n$) существенно превышает энергию обоих нейтронов из реакции ($\gamma, 2n$). Процесс аннигиляции на лету позитронов сопровождается образованием фотонов их тормозного γ -излучения. Вклад таких фотонов в сечение реакции исключается с помощью специальной разностной процедуры: эксперимент такого типа по “прямому” одновременному определению сечений каждой из парциальных реакций проводится в три этапа. Непосредственно измеряются выходы (3) исследуемой реакции на пучках позитронов $Y_{e^+}(E^M)$ и электронов $Y_{e^-}(E^M)$, а затем в предположении о том, что спектры фотонов тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны, сечения $\sigma(E^M)$ определяются в виде разностей

$$Y(E^M) = Y_{e^+}(E^M) - Y_{e^-}(E^M) \approx \sigma(E^M). \quad (4)$$

Регистрируются события с одним, двумя, тремя нейтронами, и с помощью статистического анализа получаются сечения реакций ($\gamma, 1n$), ($\gamma, 2n$) и ($\gamma, 3n$), а затем простым их суммированием ((1) и (2)) определяются сечения $\sigma(\gamma, sn)$ и $\sigma(\gamma, xn)$.

Как отмечалось выше, сечения реакций, определенные столь разными методами, существенно различаются, как по форме, так и по абсолютной величине [6, 7]. Вместе с тем было установлено [8–10], что сечения реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), определенные на пучках аннигиляционных фотонов одним и тем же методом разделения фотонейтронов по множественности в двух лабораториях (Сакле, Франция и Ливермор, США) для 19 ядер от ^{51}V до ^{238}U существенно (до 100%) различаются по абсолютной величине. Эти расхождения определенно являются систематически разнонаправленными: сечения реакции ($\gamma, 1n$) имеют большие величины в Сакле, тогда как реакции ($\gamma, 2n$) – в Ливерморе. Описанные расхождения ставят на повестку дня вопрос о том, какие именно из существенно различающихся сечений реакций являются достоверными. Для ответа на него были предложены объективные физические критерии достоверности данных по сечениям парциальных реакций [11, 12]. Два жестких физических критерия основаны на том, что:

— отношения F_i сечений парциальных реакций различной множественности $\sigma(\gamma, in)$, где $i = 1, 2, 3, \dots$ к сечению $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2)

$$F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in)/[\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots] \quad (5)$$

(5) по определению не должны превышать пределов соответственно 1.00, 0.50, 0.33, …;

— отношения F_i должны иметь строго положительные значения, поскольку все члены отношений (5) являются сечениями реакций, имеющими размерность площади.

Третий (не жесткий) критерий достоверности был предложен на основании результатов специальных исследований для нескольких ядер, экспериментальные данные для которых были получены в активационных экспериментах, в которых разделение парциальных реакций осуществляется прямо и достоверно. Он заключается в том, что отношения $F_i^{\text{эксп}}$, рассчитанные по экспериментальным данным, не должны существенно отличаться от $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в рамках Комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР), предравновесной модели, основанной на плотностях ядерных уровней, рассчитанных в модели Ферми-газа, и учитывающей эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления ГДР ядер [13, 14].

С использованием предложенных физических критериев было показано, что экспериментальные сечения парциальных реакций, определенные на пучках аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, основанного на измерении их энергий, для большого количества (~ 50) ядер от ^{51}V до ^{209}Bi в той или иной степени физическим критериям достоверности не удовлетворяют [15–17]. Причины этого были установлены при детальном сравнении экспериментальных данных с сечениями, оцененными экспериментально-теоретическим методом

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \times \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn). \quad (6)$$

В этом методе для получения сечений парциальных реакций $\sigma^{\text{оцен}}$, удовлетворяющих критериям достоверности данных, используется лишь экспериментальное сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2), практически не зависящее от проблем разделения нейтронов по множественности, поскольку содержит в себе все вклады реакций с различной множественностью. Это сечение разделяется на вклады парциальных реакций в соответствии с положениями КМФЯР [13, 14], которые также не зависят от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности.

Было установлено, что оцененные таким образом сечения парциальных реакций для большого количества ядер существенно отличаются от экспериментальных сечений [1–3]. Эти расхождения обусловлены присутствием в экспериментальных сечениях различных систематических погрешностей метода идентификации принадлежности детектируемого нейтрана той или иной парциальной реакции. Источниками таких погрешностей являются близость энергий

нейтронов из разных парциальных реакций, обусловленная тем, что конечные ядра таких реакций образуются не только в основных, но и в разных возбужденных состояниях, отсутствие в экспериментах по определению сечения реакции ($\gamma, 1n$) учета вклада реакции ($\gamma, 1n1p$) и некоторые другие. В большинстве случаев экспериментов этого типа часть нейтронов из сечения одной парциальной реакции недостоверно перемещалась в сечение другой парциальной реакции. Это приводило к тому, что сечение первой реакции необоснованно уменьшалось вплоть до появления в нем физически запрещенных отрицательных значений. Соответственно, сечение второй реакции, напротив, увеличивалось вплоть до появления в нем значений, соответствующих недостоверным значениям $F_i^{\text{эксп}}$, превышающим указанные выше предельные значения (1.00, 0.50, 0.33, ...).

В связи с тем, что большое количество данных, полученных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, не соответствует физическим критериям достоверности, с использованием отношений F_i (5) были выполнены исследования достоверности сечений парциальных реакций, полученных кардинально иным методом их определения на пучках тормозного γ -излучения, кратко описанным выше. Полученные для ядер ^{51}V [18], ^{59}Co [19] и $^{58,60}\text{Ni}$ [20–22] данные свидетельствуют о том, что к достоверности сечений парциальных реакций, полученных этим методом, также имеются серьезные претензии. Было показано, что применяемые в этом методе поправки к сечению $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2), рассчитываемые по статистической теории, приводят к недостоверному существенному занижению сечений реакции ($\gamma, 1n$) и, соответственно, — к завышению сечений реакции ($\gamma, 2n$). Это обусловлено отсутствием при расчете таких поправок учета вклада реакции ($\gamma, 1n1p$), который требует для своего корректного описания учета процессов, не описываемых чисто статистическим подходом. Такая двухнуклонная реакция по своим характеристикам конкурирует не с реакцией ($\gamma, 1n$) с той же множественностью 1, а с также двухнуклонной реакцией ($\gamma, 2n$) с множественностью 2. Согласно результатам расчетов в рамках КМФЯР [13, 14] в случаях указанных относительно легких ядер ^{51}V , ^{59}Co и ^{60}Ni (табл. 1) энергетические положения и амплитуды сечений реакции ($\gamma, 1n1p$) близки к аналогичным характеристикам сечений реакции ($\gamma, 2n$), что не позволяет достоверно определить вклад этой реакции, а, следовательно, и реакции ($\gamma, 1n$). Приведенные в табл. 1 данные свидетельствуют о том, что энергетические положения и амплитуды сечений исследуемых в настоящей работе реакций $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n1p)^{50}\text{V}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$ также весьма близки.

В работах [18–22] исследования достоверности экспериментальных данных для ядер ^{51}V , ^{59}Co и $^{58,60}\text{Ni}$, полученных на пучках тормозного γ -излучения, проводились в сравнении с результатами аналогичных

Таблица 1. Сравнение энергетических положений $E^{\text{макс}}$ (МэВ) и амплитуд $\sigma^{\text{макс}}$ (мбн) максимумов сечений реакций ($\gamma, 1n1p$) и ($\gamma, 2n$), рассчитанных в КМФЯР [13, 14]

Реакция	($\gamma, 1n1p$)		($\gamma, 2n$)	
	$E^{\text{макс}}$	$\sigma^{\text{макс}}$	$E^{\text{макс}}$	$\sigma^{\text{макс}}$
^{51}V	24.4	12.6	23.6	11.9
^{52}Cr	34.0	9.3	33.4	8.8
^{59}Co	21.8	19.4	23.4	15.4
^{60}Ni	31.0	7.7	24.0	7.8

исследований, полученными на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Настоящая работа посвящена детальному исследованию достоверности данных, полученных на пучке тормозного γ -излучения для ядра ^{52}Cr в том же эксперименте [23], в котором были исследованы ядра ^{51}V и ^{59}Co . Проблема достоверности сечений парциальных реакций в случае ядра ^{52}Cr вызывает особый интерес, поскольку сечения парциальных реакций на пучках аннигиляционных фотонов для этого ядра получены не были.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{52}Cr

Для ядра ^{52}Cr опубликованы результаты двух исследований различных фотонейтронных реакций на пучках тормозного γ -излучения [23, 24]. В эксперименте [23] выход нейтронов (3) был измерен с помощью многоканального метода с шагом по энергии фотонов 125 кэВ. Сечение $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2) было восстановлено (unfolded) с помощью метода Пенфолда—Лейсса, однако опубликовано не было. Опубликованы сечение $\sigma(\gamma, sn)$ полной фотонейтронной реакции (1) и сечение $\sigma(\gamma, 1n)$, полученные после внесения в сечение $\sigma(\gamma, xn)$ поправок на множественность нейтронов, рассчитанных по статистической теории, и использования соответствующих разностных процедур. По результатам эксперимента [24] опубликовано лишь сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, определенное с использованием для восстановления сечения реакции из ее экспериментального выхода метода статистической регуляризации с шагом, возрастающим от 40 до 160 кэВ в диапазоне энергий фотонов 6–25 МэВ.

Для анализа достоверности данных о сечениях парциальных реакций были использованы лишь опубликованные данные эксперимента [23] $\sigma^{\text{опубл}}(\gamma, sn)$ и $\sigma^{\text{опубл}}(\gamma, 1n)$, с помощью которых были получены необходимые, но неопубликованные сечения реакции ($\gamma, 2n$)

$$\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, sn) - \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, 1n) \quad (7)$$

и сечение выхода нейтронов

$$\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, xn) = \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, sn) + \sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 2n). \quad (8)$$

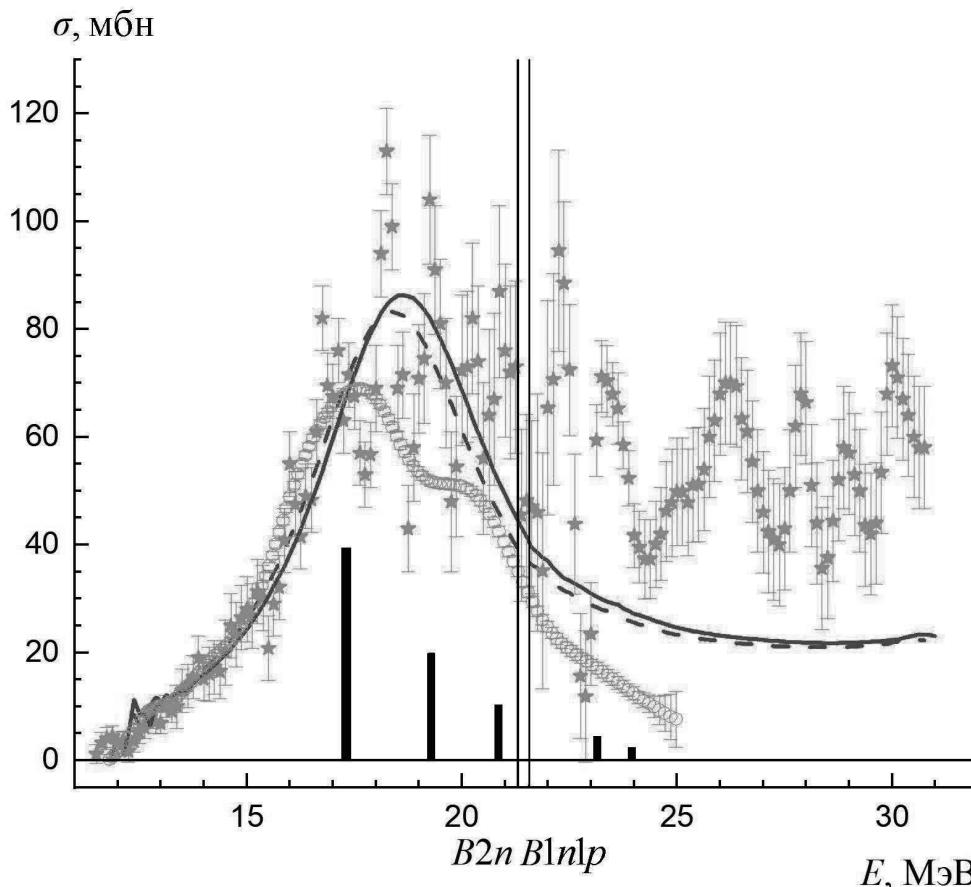


Рис. 1. Сравнение экспериментальных ([23] – звезды, [24] – кружки) и теоретического ([13, 14] – до (штрихпунктирная кривая) и после (сплошная кривая) дополнительной корректировки, см. далее) сечений реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, xn)$. Вертикальные столбики – результаты расчета сечения полной фотонейтронной реакции (γ, sn) в коллективной динамической модели [25].

Полученное таким образом сечение $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов [23] сравнивается на рис. 1 с соответствующим сечением из эксперимента [24], а также – с результатами теоретических расчетов в рамках КМФЯР [13, 14] и коллективной динамической модели [25]. Расхождение результатов экспериментов [23, 24] по форме (характеру проявления структурных особенностей), по-видимому, обусловлено разными достигнутыми эффективными энергетическими разрешениями при использовании разных методов (соответственно, методов Пенфолда–Лейсса и статистической регуляризации) решения обратной задачи (3) восстановления сечения реакции из ее выхода. Вместе с тем хорошо видно, что резонансы, предсказываемые моделью [25], в целом согласуются и по положению, и по амплитуде как с отчетливо выраженным резонансами в сечении [23], так и с достаточно характерными особенностями сечения [24]. Следует отметить, что как в эксперименте [24], так и в модели [25] полностью отсутствуют вклады в фотонейтронное сечение в области энергий, превышающих ~ 24 МэВ. При этом в модели [13, 14] такие вклады присутствуют, однако в

значительно меньшей степени, чем они представлены в сечении [23].

Интегральные сечения, рассчитанные для полученных в экспериментах [23, 24] сечений выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, заметно отличаются от таких данных для сечения, рассчитанного теоретически [13, 14], причем в разные стороны (табл. 2). Так, отношения интегральных сечений, рассчитанных в области энергий до порога $B2n = 21.30$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$, равны соответственно

$$\sigma^{\text{инт}}[23]/\sigma^{\text{инт}}[13, 14] = 434.0/418.4 = 1.03,$$

тогда как

$$\sigma^{\text{инт}}[24]/\sigma^{\text{инт}}[13, 14] = 374.0/418.4 = 0.89.$$

Аналогичные отношения, рассчитанные до энергии фотонов 25.00, различаются значительней:

$$\sigma^{\text{инт}}[23]/\sigma^{\text{инт}}[13, 14] = 628.6/528.2 = 1.19,$$

тогда как

$$\sigma^{\text{инт}}[24]/\sigma^{\text{инт}}[13, 14] = 439.9/528.2 = 0.83.$$

Таблица 2. Центры тяжести $E^{\text{ц.т.}}$ и интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$, определенные по сечениям реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, xn)$, полученным в экспериментах [23, 24], и теоретическому сечению [13, 14], приведенным на рис. 1

Область энергий	$E^{\text{инт}} = B2n = 21.30 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 25.00 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 30.75 \text{ МэВ}$	
	$E^{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	$E^{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	$E^{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$
Эксперимент	18.1 ± 1.2	434.0 ± 6.5	19.6 ± 1.2	628.6 ± 8.8	22.4 ± 1.2	942.8 ± 11.1
Эксперимент	17.7 ± 0.1	374.0 ± 0.51	18.4 ± 0.2	439.9 ± 1.0	—	—
Теория (штрих-пунктирная кривая)	17.8 ± 1.3	418.4 ± 7.3	18.9 ± 1.5	528.2 ± 9.4	20.6 ± 1.4	
Теория-корр. (сплошн. крив.)	18.0 ± 1.3	429.0 ± 7.5	19.1 ± 1.5	542.1 ± 9.7	20.9 ± 1.4	677.5 ± 10.7

В области энергий до 30.75 МэВ расхождение экспериментального и теоретического интегральных сечений еще больше увеличивается:

$$\sigma^{\text{инт}}[23]/\sigma^{\text{инт}}[13, 14] = 942.8/652.7 = 1.44.$$

Объяснение возможных причин расхождения результатов экспериментов одного типа [23, 24] по абсолютной величине затруднено.

3. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$, УДОВЛЕТВОРЯЮЩИХ ФИЗИЧЕСКИМ КРИТЕРИЯМ ДОСТОВЕРНОСТИ

Опубликованное [23] сечение $\sigma^{\text{опубл}}(\gamma, 1n)$ вместе с полученными описанным выше способом сечениями $\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, 2n)$ (7) и $\sigma^{\text{неопубл}}(\gamma, xn)$ (8) было использовано для анализа достоверности экспериментальных сечений парциальных реакций и оценки сечений реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности.

Отношения $F_{1,2}$, рассчитанные (5) для обеих парциальных реакций, представлены на рис. 2 и свидетельствуют о том, что к достоверности экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций имеются серьезные претензии. Хотя отношения $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{эксп}}$ не превышают физических пределов достоверности, соответственно 1.00 и 0.50, оба они существенно отличаются от соответствующих теоретических отношений $F_{1,2}^{\text{теор}}$, причем, определенно, систематическим образом: $F_1^{\text{эксп}} < F_1^{\text{теор}}$, тогда как $F_2^{\text{эксп}} > F_2^{\text{теор}}$. При этом отношения $F_1^{\text{эксп}}$ оказываются существенно меньшими отношений $F_1^{\text{теор}}$ даже в области энергий фотонов до ~ 25 МэВ, в которой реакция $(\gamma, 1n1p)$ не оказывает конкуренции (рис. 3) реакции $(\gamma, 2n)$.

В соответствии с полученным экспериментально сечением полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, sn)$ (1) сечение реакции $(\gamma, 1n)$ и соответствующее ему отношение $F_1^{\text{эксп}}$ определены [23] лишь в области энергий налетающих фотонов до 25 МэВ. Это означает, что при больших энергиях экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ равно 0. Такой результат недостоверен, поскольку хорошо известно [1–4], что для

ядер этой области массовых чисел (например, таких как ^{45}Sc , ^{51}V , ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$, ^{63}Cu) значения сечений реакции $(\gamma, 1n)$ отличаются от 0 в областях энергий фотонов до ~ 30 МэВ. Согласно расчетам в рамках КМФЯР, сечение реакции $(\gamma, 1n)$ на ядре ^{52}Cr отличено от 0 вплоть до энергии ~ 40 МэВ. В области энергий, превышающих 25 МэВ, равенство 0 экспериментального сечения реакции $(\gamma, 1n)$ приводит к недостоверному значению сечения $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2), которое в таких условиях определяется следующим образом: $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = 2\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$. Следует отметить, что в области энергий налетающих фотонов, превышающих ~ 27 МэВ, сечения всех трех конкурирующих реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 1n1p)$ и $(\gamma, 2n)$ близки (табл. 1, рис. 3), что очевидно затрудняет их достоверное разделение в эксперименте.

Экспериментальное [23] сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (8) вместе с отношениями $F_i^{\text{теор}}$ (5) [13, 14] было использовано для оценки (6) сечений реакций $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$, удовлетворяющих физическим критериям достоверности. В связи с отмеченной выше ролью реакции $(\gamma, 1n1p)$, которая вносит существенные систематические погрешности в процесс разделения реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, оценка (6) сечений этих реакций аналогично тому, что ранее было выполнено в случаях ядер ^{51}V , ^{59}Co и $^{58,60}\text{Ni}$ [18–22], была проведена в двух вариантах – без учета

$$F_1 = \sigma(\gamma, 1n)/[\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + 2\sigma(\gamma, 2n)] \quad (9)$$

и с учетом

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

вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$.

Поскольку экспериментальное [23] $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ и теоретическое $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ сечения выхода нейтронов несколько различаются, с целью их максимального сближения последнее было слегка скорректировано (рис. 2). На основании данных табл. 2 (для области энергий фотонов до $B2n = 21.3$ МэВ) $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ (рис. 1, штрихпунктирная кривая) было сдвинуто к

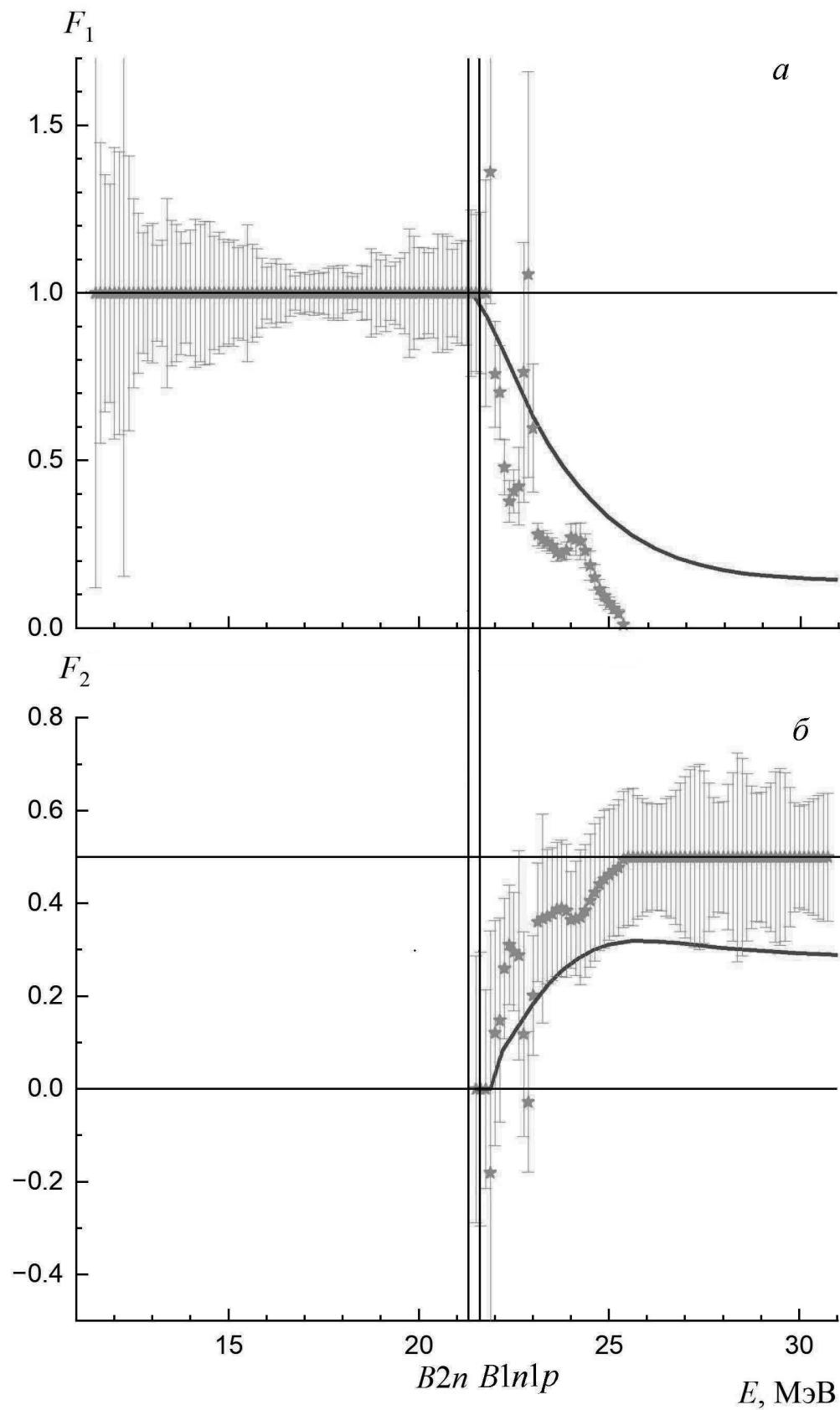


Рис. 2. Отношения F_1 (*a*) и F_2 (*b*), полученные для ядра ^{52}Cr с использованием экспериментальных данных ([23] – звезды) в сравнении с результатами расчетов в КМФЯР ([13, 14] – сплошные кривые).

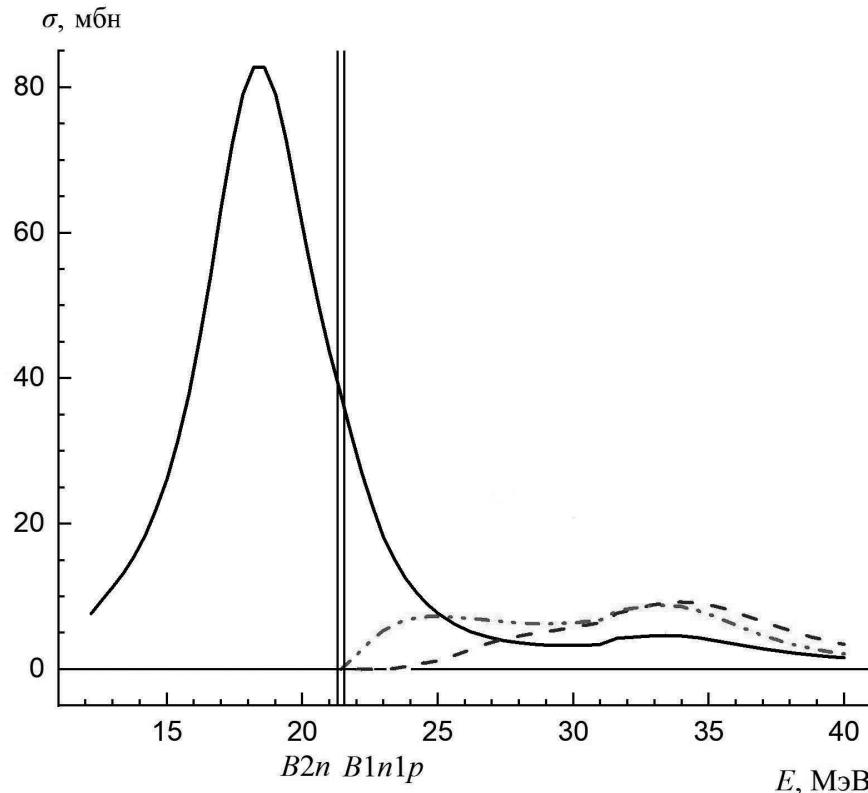


Рис. 3. Сравнение сечений реакций различной множественности на ядре ^{52}Cr , рассчитанных в КМФЯР [13, 14] (кривые: сплошная — $(\gamma, 1n)$, штрихпунктирная — $(\gamma, 1n1p)$ и штрихпунктирная с двумя точками — $(\gamma, 2n)$), с экспериментальными сечениями для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$.

большим энергиям на величину 0.3 (18.1–17.8) МэВ и умножено на коэффициент 1.08 (434.0/418.4) — рис. 1, сплошная кривая. Скорректированное таким образом сечение $\sigma(\gamma, xn)$ было использовано для оценки сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{52}Cr с помощью экспериментально-теоретического метода (6). Оцененные сечения в сравнении с экспериментальными данными представлены на рис. 4, а их соответствующие интегральные характеристики — в табл. 3.

Приведенные данные свидетельствуют о следующем:

- в области энергий фотонов до порога $B2n = 21.30$ МэВ реакции $(\gamma, 2n)$ экспериментальные и оцененные сечения реакций (γ, sn) и $(\gamma, 1n)$ близки (совпадают);

- в области энергий до $E_\gamma = 30.75$ МэВ экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ существенно (в 1.2 раза) занижено по сравнению с оцененным сечением (интегральные сечения равны соответственно $\sigma^{\text{инт-эксп}} = 524.2$ МэВ мбн и $\sigma^{\text{инт-оцен}} = 622.6$ МэВ мбн);

- в области энергий до $E_\gamma = 30.75$ МэВ экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ существенно (в 1.6 раза) завышено по сравнению с оцененным сечением (интегральные сечения равны соответственно

Таблица 3. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ (в единицах МэВ мбн) оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{52}Cr , рассчитанные до энергий налетающих фотонов $E^{\text{инт}}$ в сравнении с данными эксперимента [23]

Реакция	Оцененные данные	Экспериментальные данные
$E^{\text{инт}} = B2n = 21.30$ МэВ		
(γ, xn)	434.1 ± 10.1	434.1 ± 6.5
(γ, sn)	434.0 ± 10.1	434.0 ± 6.5
$(\gamma, 1n)$	434.0 ± 10.1	434.0 ± 6.5
$E^{\text{инт}} = 30.75$ МэВ		
(γ, xn)	942.8 ± 16.8	942.8 ± 11.1
(γ, sn)	751.8 ± 14.8	733.4 ± 6.8
$(\gamma, 1n)$	622.6 ± 12.6	524.2 ± 3.6
$(\gamma, 1n1p)$	61.8 ± 2.1	
$(\gamma, 2n)$	129.3 ± 7.8	209.5 ± 8.8

$\sigma^{\text{инт-эксп}} = 209.5$ МэВ мбн и $\sigma^{\text{инт-оцен}} = 129.3$ МэВ мбн);

— оценка без учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$ с интегральным сечением $\sigma^{\text{инт-оцен}} = 61.8$ МэВ мбн при использовании соотношения (9) не описывает экс-

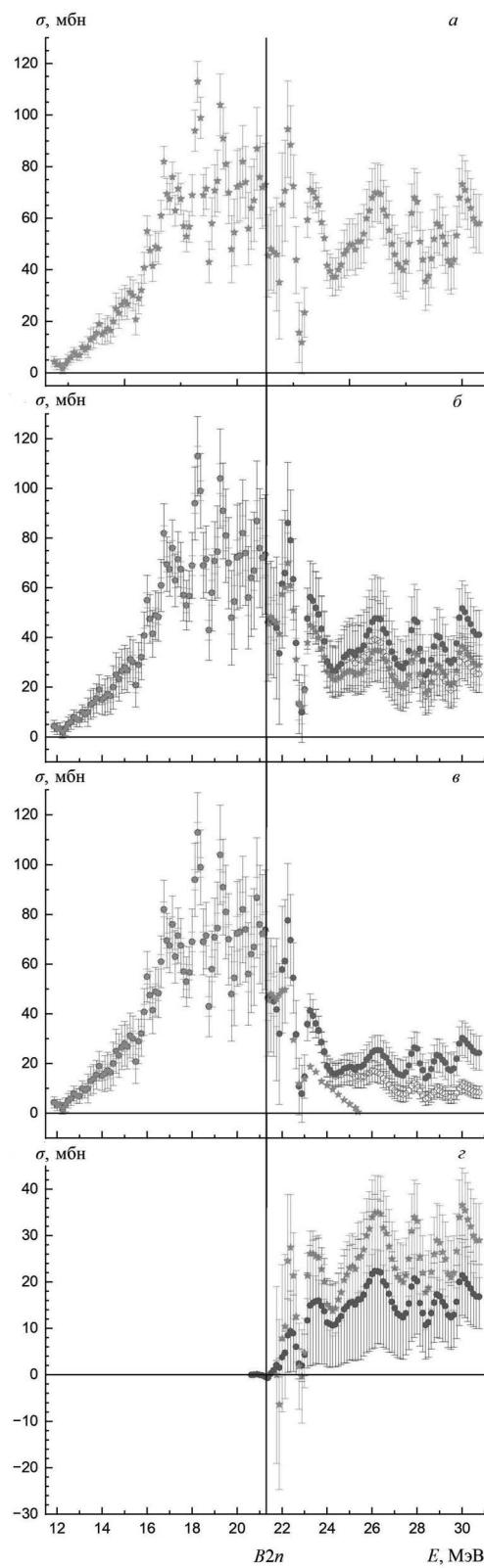


Рис. 4. Оцененные (заполненные кружки) и экспериментальные ([23] – звезды) сечения реакций на ядре ^{52}Cr : *a* – $\sigma(\gamma, xn)$, *b* – $\sigma(\gamma, sn)$, *c* – $\sigma(\gamma, 1n)$ (незаполненные кружки – сечение, оцененное без учета вклада реакции $(\gamma, 1n1p)$), *d* – $\sigma(\gamma, 2n)$.

perimentальное сечение выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$: $\sigma_{\text{ингт-оцен}} = 881.1(622.6 + 258.5)$ МэВ мбн, тогда как $\sigma_{\text{ингт-эксп}} = 942.8$ МэВ мбн.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что сечения реакций $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$, определенные по данным эксперимента [23], не удовлетворяют физическим критериям достоверности. Экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ недостоверно существенно занижено по сравнению с оцененным сечением, тогда как экспериментальное сечение реакции $(\gamma, 2n)$ – существенно завышено. Такие разнонаправленные расхождения между оцененными и экспериментальными сечениями обусловлены тем, что поправки к сечению выхода нейтронов, рассчитанные по статистической теории, не вполне правильно описывали конкуренцию реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, не учитывая значительного вклада в эту конкуренцию реакции $(\gamma, 1n1p)$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования позволяют сделать определенные выводы о достоверности сечений парциальных реакций $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$, определенных в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения с помощью внесения в сечение $\sigma(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (2) поправок на их множественность, рассчитанных по статистической теории [5]. Установлено, что результаты эксперимента физическим критериям достоверности не удовлетворяют. Это обусловлено тем обстоятельством, что использованные поправки недостоверно существенно занижают вклад реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$, не учитывая вклада реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n1p)^{50}\text{Cr}$, играющей важную роль в процессах фоторасщепления относительно легкого ядра ^{52}Cr , что приводит к необоснованному недостоверному существенному завышению вклада реакции $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$. Экспериментальные сечения реакций $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$ существенно отличаются от сечений реакций, оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода и удовлетворяющих физическим критериям достоверности.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Table **38**, 199 (1988).
2. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394 (IAEA NDS, Vienna, Austria, 1999).

3. Nuclear Data Section Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), IAEA, <http://www-nds.iaea.org/exfor>
4. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами (Изд-во Моск. ун-та, Москва, 1979).
5. J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (John Wiley & Sons, New York, 1952).
6. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, М. Е. Степанов, Д. С. Руденко, Изв. РАН. Сер. физ. **67**, 1570 (2003) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **67**, 1733 (2003)].
7. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, ЯФ **67**, 2131 (2004) [Phys. At. Nucl. **67**, 2107 (2004)].
8. E. Wolynec, A. R. V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V. A. Serrao, and M. N. Martins, Phys. Rev. **29**, 1137 (1984).
9. E. Wolynec and M. N. Martins, Rev. Brasil. Fis. **17**, 56 (1987).
10. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, ВАНИТ. Сер.: Ядерные константы № **1–2**, 48 (2003).
11. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, В. А. Четверткова, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 875 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **74**, 833 (2010)].
12. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощиев, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 884 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **74**, 842 (2010)].
13. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 493 (2008)].
14. B. S. Ishkhanov and V. N. Orlin, Phys. At. Nucl. **78**, 557 (2015).
15. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, ЯФ **79**, 315 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 501 (2016)].
16. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, ЯФ **80**, 554 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 957 (2017)].
17. В. В. 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)].
18. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and I. A. Mostakov, Eur. Phys. J. A **60**, 44 (2024).
19. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, И. А. Мостаков, В. Н. Орлин, ЯФ **86**, 532 (2023) [Phys. At. Nucl. **86**, 600 (2023)].
20. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, Eur. Phys. J. A **58**, 123 (2022).
21. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **85**, 237 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 316 (2022)].
22. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, В. Н. Орлин, ЯФ **85**, 316 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 411 (2022)].
23. Б. И. Горячев, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. М. Пискарев, В. Г. Шевченко, О. П. Шевченко, Изв. РАН. Сер. физ. **33**, 1736 (1969) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **33**, 1588 (1969)].
24. S. N. Belyaev and V. P. Sinichkin, Workshop “Beam Dynamics and Optimization” (Saratov State University, 2001), p. 155.
25. D. Drechsel and C. Toepffer, Nucl. Phys. A **100**, 161 (1967).

⁵²Cr PHOTONEUTRON REACTIONS IN EXPERIMENTS WITH BREMSSTRAHLUNG

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

The reliability of data of $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$ reactions on ^{52}Cr obtained in experiment on the beam of bremsstrahlung using the corrections to the neutron yield cross section $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$ calculated via statistical theory was investigated. Using the experimental-theoretical method for evaluation of photoneutron partial reaction cross sections based on objective physical criteria it was shown that partial reaction cross sections obtained do not satisfy physical criteria of reliability. Experimental cross section of the reaction $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ is unreliable significantly underestimated, but that of reaction $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$ – on the contrary is overestimated in comparison with evaluated ones. It is shown that it is the results of the shortcomings of the method for obtaining information about cross sections of partial reactions. The main reason is the disregard of the contribution of two-nucleon reaction $(\gamma, 1n1p)$ main features (energy position and amplitude) whose cross section compete with those of also two nucleon reaction $(\gamma, 2n)$ though multiplicities of neutrons from those reactions are different.