

Семинар памяти Б. С. Ишханова «Фотоядерные исследования. Состояние и перспективы»

## Новые данные о фоторасщеплении атомных ядер из результатов экспериментов на пучках тормозного $\gamma$ -излучения

В.В. Варламов,<sup>1,\*</sup> А.И. Давыдов,<sup>1,†</sup> В.Н. Орлин<sup>1,‡</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 07.11.2025; после доработки 14.01.2026; подписана в печать 16.01.2026)

Показано, что с использованием опубликованных результатов разных экспериментов, выполненных на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, во многих случаях возможно получение новых данных о фоторасщеплении ядер, прежде всего сечений фотонейтронных реакций, которые ранее не были известны. Такие возможности реализованы в случаях ядер  $^{52}\text{Cr}$  и  $^{68}\text{Zn}$ . Неопубликованные ранее сечения  $\sigma(\gamma, 2n)$  и  $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$  в случае ядра  $^{52}\text{Cr}$  и  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  и  $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$  в случае ядра  $^{68}\text{Zn}$  были впервые получены на основе опубликованных экспериментальных данных. Установлено, что экспериментальные сечения парциальных реакций на ядре  $^{52}\text{Cr}$  не удовлетворяют объективным физическим критериям достоверности. Новые сечения таких реакций  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)$  и  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)$ , удовлетворяющие физическим критериям, оценены с помощью экспериментально-теоретического метода и использованы для определения и нового сечения полной фотонейтронной реакции  $^{52}\text{Cr}(\gamma, sn)$ . В случае ядра  $^{68}\text{Zn}$  при использовании единственного опубликованного экспериментального сечения выхода нейтронов  $^{68}\text{Zn}(\gamma, xn)$  с помощью экспериментально-теоретического метода впервые получены новые неизвестные ранее сечения парциальных реакций  $^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n)$ ,  $^{68}\text{Zn}(\gamma, 2n)$ , а также сечение полной фотонейтронной реакции  $^{68}\text{Zn}(\gamma, sn)$ .

PACS: 25.20. –х. УДК:

Ключевые слова: эксперименты на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, фоторасщепление ядер, сечения фотонейтронных реакций,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{68}\text{Zn}$ , новые неопубликованные ранее данные, достоверность, сечения, удовлетворяющие физическим критериям.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.81.2610202](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.81.2610202)

### ВВЕДЕНИЕ

Абсолютное большинство данных по сечениям как парциальных фотонейтронных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , так и полной фотонейтронной реакции

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

и выхода нейтронов

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

получено на пучках квазиодноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов (тип 1). В то же время заметное количество таких данных получено на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения (тип 2). Практически все опубликованные данные содержатся в фонде международной электронной базы данных по ядерным реакциям [1].

С одной стороны, эксперименты обоих обсуждаемых типов объединяет то, что измерения проводятся на пучках ускорителей электронов, при попадании которых на специальную мишень из тяжелого элемента образуются фотоны тормозного  $\gamma$ -излучения. Вследствие непрерывной формы энергетического спектра таких фотонов экспериментально непосредственно измеряется энергетическая зависимость выхода реакции — интеграла  $Y$  от произведения (свертки, folding) сечения реакции и спектра фотонов

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

где  $\sigma(E)$  — искомое сечение реакции с порогом  $E^{\text{пор}}$  при энергии фотонов  $E$ ,  $W(E^M, E)$  — спектр фотонов тормозного  $\gamma$ -излучения с верхней границей  $E^M$ ,  $N(E^M)$  — число событий реакции,  $D(E^M)$  — доза  $\gamma$ -излучения,  $\varepsilon$  — эффективность детектора,  $\alpha$  — нормировочная константа.

С другой стороны, способы извлечения информации о сечении реакции  $\sigma(E)$ , свободной от влияния низкоэнергетичного «хвоста» фотонов тормозного излучения электронов, в обсуждаемых экспериментах принципиально различаются. В экспериментах типа 1, в предположении о том, что низкоэнергетич-

\* E-mail: [VVVarlamov@gmail.com](mailto:VVVarlamov@gmail.com)† E-mail: [alexdavdovmet@gmail.com](mailto:alexdavdovmet@gmail.com)‡ E-mail: [OrlinVN@yandex.ru](mailto:OrlinVN@yandex.ru)

ные «хвосты» спектров фотонов тормозного излучения электронов и позитронов совпадают (по крайней мере, весьма близки), для определения сечения реакции  $\sigma(E)$  при энергии налетающих фотонов  $E$ , соответствующей максимуму аннигиляционной линии позитронов, используется разность

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

выходов реакции, измеренных на пучках позитронов  $Y_{e^+}$  и электронов  $Y_{e^-}$ . В экспериментах типа 2 сечение реакции  $\sigma(E)$  определяется с помощью решения обратной задачи (3) его извлечения (развертки, unfolding) из выхода  $Y(E^M)$  с помощью одного из нескольких специально разработанных для этого математических методов (метод Пенфолда–Лейсса, метод наименьшей структуры Кука, метод регуляризации Тихонова, метод редукции и некоторые другие).

Кроме таких «аппаратно-математических» различий методов извлечения информации о сечении реакции из результатов измерений, эксперименты обсуждаемых типов принципиально различаются по способу определения сечений парциальных реакций  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  и  $\sigma(\gamma, 3n)$  и полных реакций ((1) и (2)). В экспериментах типа 1 между импульсами линейного электронного ускорителя с помощью специальных «slowing-down» детекторов по времени замедления нейтронов из реакций до тепловой энергии в рамках предположения о том, что эти времена для нейтронов из разных реакций заметно различаются, одновременно определяются сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  и  $\sigma(\gamma, 3n)$ . Затем с помощью простых процедур их суммирования ((1) и (2)) определяются сечения  $\sigma(\gamma, sn)$  и  $\sigma(\gamma, xn)$ . В экспериментах типа 2 в течение импульса циклического электронного ускорителя получается информация лишь о сечении выхода нейтронов (2), в которое дают вклад все возможные энергетически парциальные реакции. В предположении о том, что при поглощении дипольных  $E1$  фотонов перед испусканием быстрого нейтрона образуется компаунд-ядро, в экспериментальное сечение  $\sigma(\gamma, xn)$  вносятся поправки на множественность нейтронов, рассчитанные по статистической теории [2], определяется вклад реакции  $\sigma(\gamma, 2n)$ . С помощью сечений  $\sigma(\gamma, xn)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$  с использованием естественных «суммарно-разностных» процедур получают некоторые комбинации сечений других парциальных и/или полных реакций.

Следует отметить, что обсуждаемые эксперименты двух типов существенно различаются также и с точки зрения полноты данных о фоторасщеплении конкретных ядер. В то время как в экспериментах типа 1 практически для всех исследованных ядер был получен и опубликован полный набор сечений всех энергетически возможных реакций —  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$ ,  $\sigma(\gamma, 3n)$ ,  $\sigma(\gamma, sn)$  и  $\sigma(\gamma, xn)$ , в качестве результатов экспериментов типа 2, как правило, были опубликованы лишь комбинации двух–трех сечений. При этом другие сечения, связанные с опубликованными сечениями простыми естественными

соотношениями, например в области энергий налетающих фотонов до порога  $B3n$  реакции  $\sigma(\gamma, 3n)$  такими, как

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, 2n) \quad (5)$$

или

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

опубликованы не были. Такие неопубликованные ранее сечения реакций были ранее получены по результатам экспериментов типа 2, для нескольких ядер [3–10], данные для которых были получены также и в экспериментах типа 1 (табл. 1). В случаях обоих рассматриваемых относительно легких ядер, как и ядер  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ , в областях энергий налетающих фотонов, превышающих пороги реакций с образованием одного протона, сечение реакции  $(\gamma, 1n)$  по существу представляет собой сумму сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 1n1p)$ .

Была исследована достоверность полученных новых данных, а на их основе с помощью экспериментально-теоретического метода [13, 14] были оценены сечения, удовлетворяющие физическим критериям достоверности. Было показано, что при согласовании сечений  $\sigma(\gamma, xn)$  выхода нейтронов (2), определенных в экспериментах обоих типов, на использовании которых основаны процедуры оценки экспериментально-теоретического метода, сечения парциальных реакций, оцененные с использованием данных экспериментов обоих типов, согласуются.

Настоящая работа посвящена получению впервые новых неизвестных ранее сечений реакций  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$  и  $^{52}\text{Cr}(\gamma, xn)$ , а также  $^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n)^{67}\text{Zn}$ ,  $^{68}\text{Zn}(\gamma, 2n)^{66}\text{Zn}$  и  $^{68}\text{Zn}(\gamma, sn)$ , для чего было выполнено следующее:

- новые сечения  $\sigma(\gamma, 2n)$  и  $\sigma(\gamma, xn)$  для ядра  $^{52}\text{Cr}$  впервые получены на основе опубликованных экспериментальных сечений  $\sigma(\gamma, 1n)$  и  $\sigma(\gamma, sn)$ ;
- достоверность экспериментального сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$  и нового сечения  $\sigma(\gamma, 2n)$  для ядра  $^{52}\text{Cr}$  проанализирована с использованием объективных физических критериев;
- сечения реакций  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ ,  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$  и  $^{52}\text{Cr}(\gamma, xn)$ , удовлетворяющие физическим критериям достоверности, оценены с помощью экспериментально-теоретического метода;
- на основе единственного опубликованного сечения выхода нейтронов  $^{68}\text{Zn}(\gamma, xn)$  при использовании экспериментально-теоретического метода впервые получены неизвестные ранее сечения реакций  $^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n)^{67}\text{Zn}$ ,  $^{68}\text{Zn}(\gamma, 2n)^{66}\text{Zn}$  и  $^{68}\text{Zn}(\gamma, sn)$ , удовлетворяющие физическим критериям.

Таблица 1. Комбинации сечений  $\sigma^{\text{опубл}}$ , опубликованных как результаты экспериментов на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения и неопубликованных ранее сечений  $\sigma$ , полученных с помощью соотношений ((5), (6) и аналогичных) [3–10]

Ядро	Комбинации опубликованных и неопубликованных данных
$^{51}\text{V}$ , $^{59}\text{Co}$ , $^{58,60}\text{Ni}$	$\sigma(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, \text{sn}) - \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, 1n)$
	$\sigma(\gamma, sn) = \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, \text{sn}) + \sigma(\gamma, 2n)$
$^{90}\text{Zr}$ , $^{115}\text{In}$	$\sigma(\gamma, 2n) = \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, \text{xn}) - \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, \text{sn})$
	$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, \text{sn}) - \sigma(\gamma, 2n)$
$^{127}\text{I}$	$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, \text{sn}) - \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, 2n)$
	$\sigma(\gamma, xn) = \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, \text{sn}) + \sigma(\gamma, 2n)$
$^{165}\text{Ho}$	$\sigma(\gamma, sn) = \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, \text{xn}) - \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, 2n)$
	$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma^{\text{опубл}}(\gamma, \text{xn}) - 2\sigma^{\text{опубл}}(\gamma, 2n)$

## 1. НОВЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ $^{52}\text{Cr}$

### 1.1. Опубликованные экспериментальные данные для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, sn)$

Как отмечалось выше, в случае ядра  $^{52}\text{Cr}$  данные в экспериментах типа 1 на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов получены не были. В эксперименте типа 2 на пучке фотонов тормозного  $\gamma$ -излучения было определено [15] сечение  $\sigma(\gamma, xn)$  выхода нейтронов (2), которое, не будучи опубликованным, было использовано для получения опубликованных сечений  $\sigma(\gamma, 1n)$  и  $\sigma(\gamma, sn)$ .

Для определения сечения  $\sigma(\gamma, xn)$  энергетическая зависимость выхода нейтронов  $Y(E^M)$  (3) из мишени (естественная смесь изотопов хрома) была измерена на пучке бетатрона в области энергий фотонов до 31 МэВ с шагом 125 кэВ. Детектирование нейтронов осуществлялось с помощью системы 80 газоразрядных  $^{10}\text{BF}_3$  счетчиков, размещенных в парафиновом замедлителе. Сечение  $\sigma(\gamma, xn)$  было определено с помощью решения обратной задачи (3) при использовании метода Пенфолда–Лейса. Сечения реакций  $(\gamma, sn)$  и  $(\gamma, 1n)$  были определены путем внесения в сечение  $\sigma(\gamma, xn)$  поправок на множественность нейтронов, рассчитанных по статистической теории [2]. Опубликованные экспериментальные сечения реакций  $(\gamma, sn)$  и  $(\gamma, 1n)$  приведены на рис. 1.

Следует отметить, что сечение  $\sigma(\gamma, 1n)$ , определенное описанным выше способом, обращается в 0 при энергии фотонов около 25 МэВ. Такой результат представляется абсолютно недостоверным, поскольку хорошо известно [1], что в случаях ядер с массовыми числами, близкими к  $A = 52$ , например, таких как  $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63}\text{Cu}$  и некоторых других [3–10], сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  имеют значения, существенно (заметно) превышающие нулевое, при энергиях налетающих фотонов до  $\sim 30$  МэВ. Равенство нулю сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  при энергии  $\sim 25$  МэВ приводит при больших энергиях к недостоверному соотношению

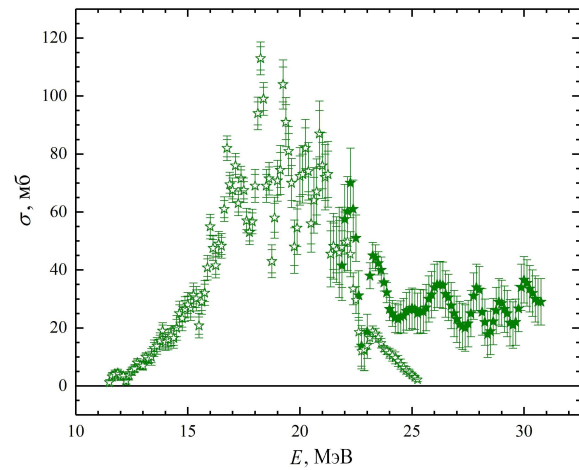


Рис. 1. Опубликованные [15] экспериментальные сечения реакций на ядре  $^{52}\text{Cr}$ : заполненные звезды —  $\sigma(\gamma, sn)$ , незаполненные звезды —  $\sigma(\gamma, 1n)$

$\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = 2\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ . Это означает, что недостоверное (физически необоснованное, ошибочное) занижение сечения  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ , приводит к недостоверному завышению сечения  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$ .

### 1.2. Неопубликованные ранее сечения $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, xn)$

Поскольку по результатам эксперимента [15] естественные соотношения между сечениями различных реакций ((5), (6) и аналогичные) не использовались, такие соотношения были применены в настоящей работе для получения новых неопубликованных сечений реакций

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

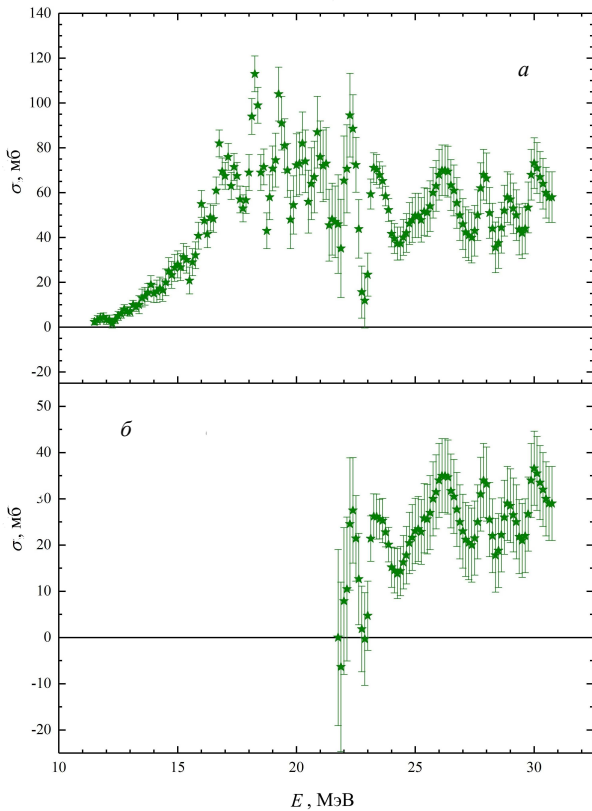
или

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

которые приведены на рис. 2.

Таблица 2. Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в единицах МэВ·мб) всех обсуждаемых реакций на ядре  $^{52}\text{Cr}$ , рассчитанные до энергии фотонов  $E^{\text{инт}} = 30.75$  МэВ

Сечение	Экспериментальные опубликованные данные [15]	Новые неопубликованные ранее данные	Опубликованные [15] и неопубликованные данные
$\sigma(\gamma, xn)$	—	$942.8 \pm 11.1$	950
$\sigma(\gamma, sn)$	$733.4 \pm 6.8$	—	740
$\sigma(\gamma, 1n)$	$524.2 \pm 3.6$	—	530
$\sigma(\gamma, 2n)$	—	$209.5 \pm 8.8$	210


 Рис. 2. Новые неопубликованные ранее сечения реакций на ядре  $^{52}\text{Cr}$ , полученные с помощью соотношений (5) и (7): а —  $\sigma(\gamma, xn)$ , б —  $\sigma(\gamma, 2n)$ 

Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в единицах МэВ·мб) всех обсуждаемых реакций на ядре  $^{52}\text{Cr}$ , рассчитанные до энергии фотонов  $E^{\text{инт}} = 30.75$  МэВ, представлены в табл. 2.

Следует отметить, что в то время, как по результатам эксперимента [15] были опубликованы только сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$  и  $\sigma(\gamma, sn)$ , интегральные сечения были приведены [15] для всех обсуждаемых реакций (они также представлены в табл. 2). Хорошее согласие этих данных с данными, полученными в настоящей работе, свидетельствует о том, что полученные новые неопубликованные ранее сечения соответствуют тем сечениям, которые были опубликованы [15].

Анализ соотношения между опубликованным сечением  $\sigma(\gamma, 1n)$  и полученным новым сечением  $\sigma(\gamma, 2n)$  был выполнен с помощью экспериментально-теоретического метода оценки при использовании объективных физических критериев достоверности сечений парциальных реакций [13, 14].

### 1.3. Анализ достоверности опубликованного сечения $\sigma(\gamma, 1n)$ и нового неопубликованного ранее сечения $\sigma(\gamma, 2n)$

В исследованиях для большого количества ядер было установлено [3–14], что данные о сечениях парциальных реакций, извлекаемые из измеряемых экспериментально величин описанными непрямыми методами, во многих случаях содержат существенные систематические погрешности разных типов и, вследствие этого, не удовлетворяют физическим критериям достоверности, в качестве которых было предложено [13, 14] использовать отношения

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

сечений определенной парциальной реакции  $\sigma(\gamma, in)$  к сечению выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ . По определению отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  (9), рассчитанные по данным экспериментальных сечений, должны удовлетворять двум абсолютным жестким критериям:

1. не должны превышать абсолютных физических верхних пределов (1.00, 0.50, 0.33, ..., соответственно, для  $i = 1, 2, 3, \dots$ );
2. должны быть определено положительными, поскольку все члены отношений (9) представляют собой сечения, имеющие размерность площади, и/или их суммы.

На основании исследований результатов, полученных в разных экспериментах для большого числа ядер, было установлено [11], что в качестве третьего (нежесткого) критерия достоверности данных о сечениях парциальных реакций должна использоваться близость отношений  $F_i^{\text{эксп}}$  к отношениям  $F_i^{\text{теор}}$ , полученным по результатам расчетов в рамках Комбинированной модели фотоядерных



реакций (КМФЯР) [16]. Экситонная предравновесная модель фотоядерных реакций базируется на использовании плотностей ядерных уровней, рассчитываемых в модели Ферми-газа, и учитывает эффекты деформации ядра и изоспинового расщепления его ГДР. В модели используются глобальные характеристики исследуемого ядра ( $Z$ ,  $N$ , параметры плотности уровней и квадрупольной деформации) и учитываются параметры изоспинового расщепления ГДР ядра. Превышение отношениями  $F_i^{\text{эксп}}$  (9) указанных выше предельных значений и/или присутствие в сечениях физически запрещенных отрицательных значений и/или значительные расхождения отношений  $F_i^{\text{эксп}}$  и  $F_i^{\text{теор}}$  означают, что разделение фотонейтронов между реакциями различной множественности в эксперименте было выполнено с систематическими погрешностями, то есть недостоверно (некорректно, ошибочно).

Представленные критерии достоверности сечений парциальных реакций являются универсальными и применимыми к данным, полученным в экспериментах любых типов. Они были использованы для анализа достоверности данных для более 50 ядер от  $^{51}\text{V}$  до  $^{209}\text{Bi}$ , полученных в экспериментах типа 1 [11], а также — для нескольких ядер ( $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$  и некоторые другие) [3–10], исследованных в экспериментах типа 2. Было установлено, что к достоверности сечений реакций, полученных в экспериментах обоих типов, могут быть предъявлены серьезные претензии в связи с систематическими погрешностями не прямых методов разделения нейтронов по множественности. Критерии достоверности сечений парциальных реакций на ядре  $^{52}\text{Cr}$  — отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  в сравнении с отношениями  $F_i^{\text{теор}}$  — приведены на рис. 3.

Хорошо видны претензии к достоверности экспериментальных данных, о которых упоминалось выше. Хотя отношения  $F_1^{\text{эксп}}$  и  $F_2^{\text{эксп}}$  не превышают описанных выше пределов достоверности (соответственно 1.00 и 0.50), оба отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  существенно отличаются от  $F_i^{\text{теор}}$ , причем очевидно разнонаправленно:  $F_1^{\text{эксп}} < F_1^{\text{теор}}$ , тогда как  $F_2^{\text{эксп}} > F_2^{\text{теор}}$ . При этом в области энергий, больших  $\sim 25$  МэВ, в связи с отмеченным ранее равенством нулю сечений  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $F_2^{\text{эксп}} = 0.50$ , что физически необоснованно. Все сказанное означает, что экспериментальные [15] сечения парциальных реакций на ядре  $^{52}\text{Cr}$  физическим критериям не удовлетворяют в связи с определенными недостатками непрямого метода их определения с помощью поправок, рассчитанных по статистической теории.

#### 1.4. Сечения реакций $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ , $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$ и $^{52}\text{Cr}(\gamma, sn)$ , оцененные с использованием физических критериев достоверности

Для оценки сечений парциальных реакций на ядре  $^{52}\text{Cr}$ , удовлетворяющих физическим критериям достоверности на основе данных эксперимента ти-

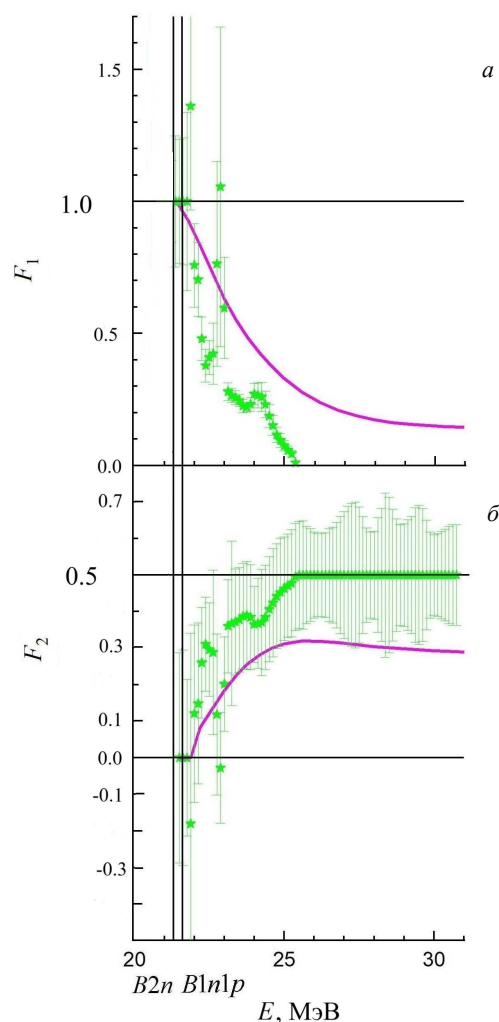


Рис. 3. Отношения  $F_1^{\text{эксп}}$  (а) и  $F_2^{\text{эксп}}$  (б) для ядра  $^{52}\text{Cr}$  (звезды), полученные с использованием опубликованного сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$  [15] и новых сечений  $\sigma(\gamma, xn)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$ , в сравнении с результатами расчетов в рамках КМФЯР ([16] — кривые)

па 2, был применен экспериментально-теоретический метод [13, 14], использованный ранее для аналогичных оценок данных для более 50 ядер, исследованных в экспериментах типа 1 [11]. Этот метод основан на использовании экспериментального сечения  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  выхода нейтронов (2), практически не зависящего от проблем разделения нейтронов по множественности, поскольку оно включает в себя вклады от всех парциальных реакций, вместе с отношениями  $F_i^{\text{теор}}$ , также не зависящими от таких проблем:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \times \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn). \quad (10)$$

Вклады оцененных сечений парциальных реакций  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$  в сечение  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  устанавливаются в соответствии с положениями КМФЯР, которые абсолютно не зависят от проблем экспериментального определения множественности нейтронов.

С помощью такого метода были оценены сечения парциальных реакций на ядре  $^{52}\text{Cr}$ , которые соответствуют физическим критериям достоверности.

Новые оцененные сечения в сравнении с экспериментальными данными приведены на рис. 4.

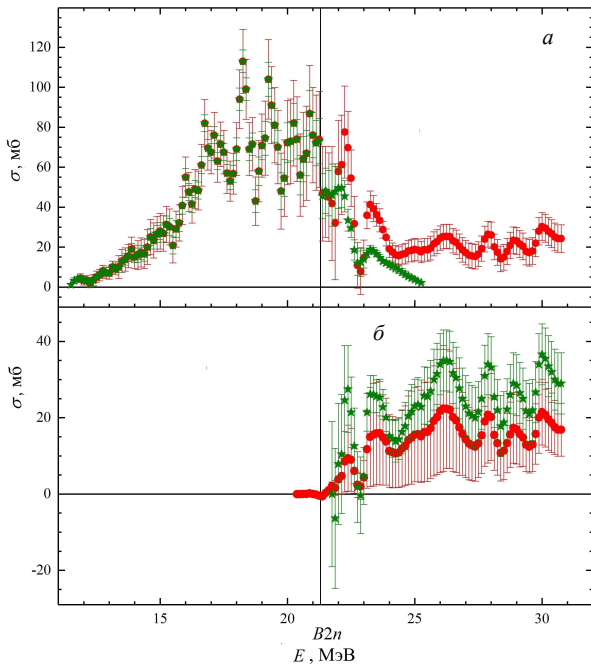


Рис. 4. Сравнение экспериментальных ([15] — звезды) и оцененных (кружки) сечений реакций  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$  — (а) и  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$  — (б)

Соответствующие величины интегральных сечений приведены в табл. 3. Отмечавшееся выше физически недостоверное спадание экспериментального сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$  до нулевого значения при необоснованно низкой энергии фотонов  $\sim 25$  МэВ приводит к естественной недостоверности и сечения  $\sigma(\gamma, sn)$  полной фотонейтронной реакции (рис. 5).

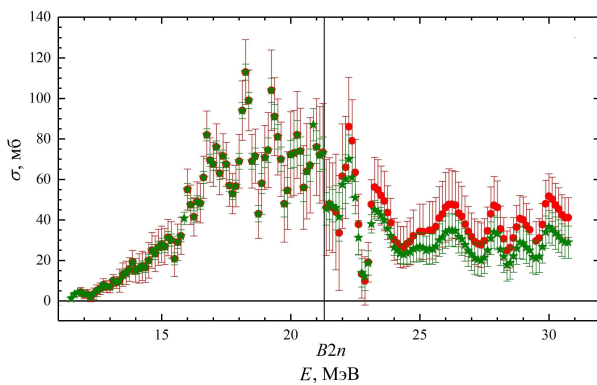


Рис. 5. Сравнение экспериментальных ([15] — звезды) и оцененных (кружки) сечений реакции  $^{52}\text{Cr}(\gamma, sn)$

Результаты, приведенные на рис. 4, 5 и в табл. 3, свидетельствуют о том, что экспериментальное [15] сечение реакции  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$  и полученное в настоящей работе сечение реакции  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$  не удовлетворяют физическим критериям достоверности. Как отмечалось ранее, недостоверно экспе-

Таблица 3. Интегральные сечения  $\sigma_{\text{инт}}$  (в единицах МэВ·мб) реакций на ядре  $^{52}\text{Cr}$ , рассчитанные до энергии налетающих фотонов  $E_{\text{инт}} = 30.75$  МэВ

Сечение	Оценка	Эксперимент [15]
$\sigma(\gamma, xn)$	$942.8 \pm 16.8$	$942.8 \pm 11.1$
$\sigma(\gamma, sn)$	$813.7 \pm 14.8$	$733.4 \pm 6.8$
$\sigma(\gamma, 1n)$	$684.4 \pm 12.9$	$524.2 \pm 3.6$
$\sigma(\gamma, 2n)$	$129.3 \pm 7.8$	$209.5 \pm 8.8$

риментальное сечение  $\sigma(\gamma, 1n)$  существенно занижено ( $524.2$  МэВ·мб вместо  $684.4$  МэВ·мб), а сечение  $\sigma(\gamma, 2n)$ , соответственно, существенно завышено ( $209.5$  вместо  $129.3$ ) по сравнению с оцененными сечениями. Это согласуется с результатами, полученными ранее для нескольких других ядер ( $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$  и некоторых других [3–10]) — метод внесения поправок, рассчитанных по статистической теории, в сечение  $\sigma(\gamma, xn)$  выхода нейтронов (2) не позволяет вполне корректно описать конкуренцию сечений реакций различной множественности  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ . Возможной причиной является отсутствие при чисто статистическом подходе учета некоторых нестатистических процессов, таких, например, как деформация ядра, изоспиновое расщепление его гигантского резонанса, учета вклада двухнуклонной нейтрон-протонной реакции  $(\gamma, 1n1p)$ . В отличие от статистической модели, такие эффекты учитываются в КМ-ФЯР, а следовательно, полученные в настоящей работе оцененные сечения реакций  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$ ,  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$  и  $^{52}\text{Cr}(\gamma, sn)$  являются достоверными и могут использоваться в исследованиях и приложениях.

## 2. НОВЫЕ НЕИЗВЕСТНЫЕ РАНЕЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ $^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n)^{67}\text{Zn}$ , $^{68}\text{Zn}(\gamma, 2n)^{66}\text{Zn}$ И $^{68}\text{Zn}(\gamma, sn)$ , УДОВЛЕТВОРЯЮЩИЕ ФИЗИЧЕСКИМ КРИТЕРИЯМ ДОСТОВЕРНОСТИ

В случае ядра  $^{68}\text{Zn}$  опубликовано единственное сечение (2) выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , полученное в эксперименте типа 2 на пучке фотонов тормозного  $\gamma$ -излучения [17]. Энергетическая зависимость (3) выхода нейтронов  $Y(E^M)$  из мишени (металлический цинк, естественная смесь изотопов) была измерена в области энергий налетающих фотонов от порога  $B1n = 10.2$  МэВ реакции  $(\gamma, 1n)$  до 27 МэВ с шагом 50 кэВ с помощью 80 газоразрядных  $^{10}\text{BF}_3$  счетчиков, размещенных в парафиновом замедлителе. Сечение  $\sigma(\gamma, xn)$  было получено путем решения обратной задачи (3) с помощью метода Пенфолда–Лейсса в его варианте с переменным шагом обработки (0.2 МэВ в области энергий 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). Опубликованное [17] сечение выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$  представлено на рис. 6.

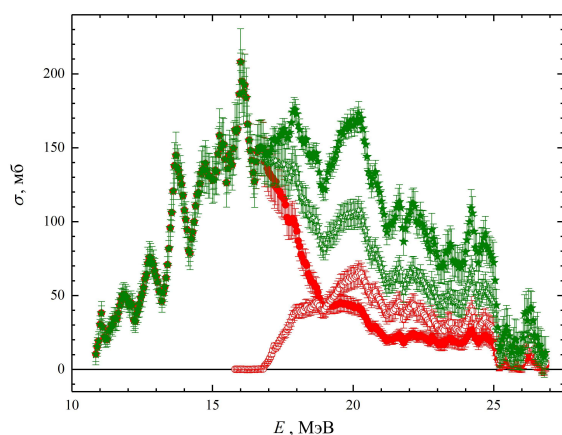


Рис. 6. Единственное опубликованное сечение (2) выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$  на ядре  $^{68}\text{Zn}$  [17] (заполненные звезды) и впервые полученные новые сечения:  $\sigma(\gamma, sn)$  — незаполненные звезды,  $\sigma(\gamma, 1n)$  — заполненные кружки,  $\sigma(\gamma, 2n)$  — незаполненные кружки

Опубликованное экспериментальное сечение  $\sigma(\gamma, xn)$  [17] вместе с отношениями  $F_i^{\text{теор}}$  (9), рассчитанными в рамках КМФЯР [16], было использовано в процедурах оценки сечений парциальных реакций (10) экспериментально-теоретического метода, описанного выше. Были впервые получены новые неизвестные ранее сечения парциальных реакций  $^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n)^{67}\text{Zn}$  и  $^{68}\text{Zn}(\gamma, 2n)^{66}\text{Zn}$ , удовлетворяющие физическим критериям достоверности.

Таблица 4. Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в единицах МэВ·мб) реакций на ядре  $^{68}\text{Zn}$ , рассчитанные до энергии налетающих фотонов  $E^{\text{инт}} = 26.85$  МэВ

Сечение	Оценка	Эксперимент [17]
$\sigma(\gamma, xn)$	—	$1610.9 \pm 5.5$
$\sigma(\gamma, sn)$	$1281.5 \pm 7.0$	—
$\sigma(\gamma, 1n)$	$952.0 \pm 6.2$	—
$\sigma(\gamma, 2n)$	$329.5 \pm 3.2$	—

С помощью простого суммирования (1) сечения этих реакций были использованы для определения и удовлетворяющего физическим критериям сечения  $^{68}\text{Zn}(\gamma, sn)$  полной фотонейтронной реакции (1).

Все обсуждаемые сечения реакций на ядре  $^{68}\text{Zn}$  приведены на рис. 6. Соответствующие интегральные сечения представлены в табл. 4.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отмечается, что во многих экспериментах, посвященных исследованию процессов фоторасщепления атомных ядер на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, в отличие от экспериментов на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов, получены и опубликованы не полные наборы сечений всех энергетически возможных реакций  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$ ,  $\sigma(\gamma, 3n)$ ,  $\sigma(\gamma, sn)$  и  $\sigma(\gamma, xn)$ , а лишь комбинации нескольких из них, например, такие как  $\sigma(\gamma, xn)$  и  $\sigma(\gamma, 1n)$ , или  $\sigma(\gamma, xn)$  и  $\sigma(\gamma, sn)$ , или  $\sigma(\gamma, xn)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$ . По тем или иным причинам естественные процедуры суммирования/вычитания ((5)–(8) и аналогичные) не использовались. Это означает, что с использованием опубликованных результатов таких экспериментов возможно получение новых неизвестных ранее неопубликованных сечений различных реакций.

В дополнение к новым данным таких экспериментов для нескольких ядер ( $^{45}\text{Sc}$ ,  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ), для которых данные были получены и в экспериментах типа 1 на пучках аннигиляционных фотонов, в настоящей работе для ядер  $^{52}\text{Cr}$  и  $^{68}\text{Zn}$  впервые получены неизвестные ранее данные.

В случае ядра  $^{52}\text{Cr}$  с использованием естественных соотношений (7) и (8) между сечениями разных реакций на основании опубликованных данных  $^{52}\text{Cr}(\gamma, sn)$  и  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)^{51}\text{Cr}$  были впервые определены новые сечения реакций  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$  и  $^{52}\text{Cr}(\gamma, xn)$ . Полученное новое сечение реакции выхода нейтронов  $^{52}\text{Cr}(\gamma, xn)$  было использовано для оценки с помощью экспериментально-теоретического метода (10) сечений парциальных реакций  $\sigma(\gamma, 1n)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$ , удовлетворяющих физическим критериям. Установлено, что экспериментальные сечения парциальных реакций [15] не могут считаться достоверными, поскольку они существенно отличаются от оцененных сечений.

В случае ядра  $^{68}\text{Zn}$  экспериментально-теоретический метод оценки (10) был использован для получения впервые на основе единственного опубликованного сечения выхода нейтронов  $^{68}\text{Zn}(\gamma, xn)$  [17] новых неизвестных ранее сечений парциальных реакций  $^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n)^{67}\text{Zn}$  и  $^{68}\text{Zn}(\gamma, 2n)^{66}\text{Zn}$ , а также сечения полной фотонейтронной реакции  $^{68}\text{Zn}(\gamma, sn)$ .

Исследование выполнено 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 в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

[1] Международная электронная база данных по ядерным реакциям: Секция ядерных данных МАГАТЭ

(IAEA Nuclear Data Section Experimental Nuclear

- Reaction Data (EXFOR)), <http://www-nds.iaea.org/exfor>
- [2] Blatt J.M., Weisskopf V.F. Theoretical Nuclear Physics, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1952.
  - [3] Varlamov V.V., Davydov A.I., Mostakov I.A. // *Eur. Phys. J. A* **60**. 44 (2024).
  - [4] Варламов В.В., Давыдов А.И., Мостаков И.А., Орлин В.Н. // *ЯФ*. **86**. 532. (2023). (Varlamov V.V., Davydov A.I., Mostakov I.A., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* **86**. 600. (2023)).
  - [5] Варламов В.В., Давыдов А.И. Орлин В.Н. // *ЯФ*. **85**. 237. (2022). (Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* **85**. 316. (2022)).
  - [6] Варламов В.В., Давыдов А.И. Орлин В.Н. // *ЯФ*. **85**. 316. (2022). (Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* **85**. 411. (2022)).
  - [7] Варламов В.В., Давыдов А.И., Мостаков И.А., Орлин В.Н. // *ЯФ*. **87**. 7. (2024). (Varlamov V.V., Davydov A.I., Mostakov I.A., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* **2024**. **87**. 575. (2024)).
  - [8] Варламов В.В., Давыдов А.И. Орлин В.Н. // *Изв. РАН. Сер. Физ.* **2023**. **87**. 1176. (2023). (Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **87**. 1188. (2023)).
  - [9] Варламов В.В., Давыдов А.И., Мостаков И.А., Орлин В.Н. // *ЯФ*. **87**. 460. (2024). (Varlamov V.V., Davydov A.I., Mostakov I.A., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* **87**. 669. (2024)).
  - [10] Варламов В.В., Давыдов А.И., Мостаков И.А., Орлин В.Н. // *ЯФ*. **88**. 10. (2024). (Varlamov V.V., Davydov A.I., Mostakov I.A., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* **87**. S264 (2024)).
  - [11] Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // *Atom. Data and Nucl. Data Tables*. **161**. 101697. (2025).
  - [12] Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* **78**. 2330206. (2023). (Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* **78**. 303. (2023)).
  - [13] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Четверткова В.А. // *Изв. РАН. Сер. Физ.* **74**. 875. (2010). (Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Chetvertkova V.A. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys.* **74**. 833. (2010)).
  - [14] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трошчиев С.Ю. // *Изв. РАН. Сер. Физ.* **74**. 884. (2010). (Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S.Yu. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys.* **74**. 842. (2010)).
  - [15] Горячев, Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // *Изв. РАН. Сер. Физ.* **1969**. **33**. 1736. (1969). (Goryachev B.I., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **1969**. **33**. 1588. (1969)).
  - [16] Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // *ЯФ*. **2015**. **78**. 601. (2015). (Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* **2015**. **78**. 557. (2015)).
  - [17] Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В. и др. // *ЯФ*. **20**. 433. (1974). (Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Lazutin E.V. et al. // *Sov. Nucl. Phys.* **20**. 233. (1975)).

## New Data on Photodisintegration of Atomic Nuclei from Results of Experiments with Bremsstrahlung $\gamma$ -Radiation Beams

V. V. Varlamov<sup>a</sup>, A. I. Davydov<sup>b</sup>, V. N. Orlin<sup>c</sup>

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

E-mail: <sup>a</sup> [VVVarlamov@gmail.com](mailto:VVVarlamov@gmail.com), <sup>b</sup> [alexdavdyovmet@gmail.com](mailto:alexdavdyovmet@gmail.com), <sup>c</sup> [OrlinVN@yandex.ru](mailto:OrlinVN@yandex.ru)

It is shown that, using published results from various experiments performed with bremsstrahlung  $\gamma$ -radiation beams, it is in many cases possible to obtain new data on photodisintegration of nuclei, primarily cross sections of photoneutron reactions, which were previously unknown. Such possibilities have been realised for the nuclei  $^{52}\text{Cr}$  and  $^{68}\text{Zn}$ . Previously unpublished cross sections  $\sigma(\gamma, 2n)$  and  $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$  for the nucleus  $^{52}\text{Cr}$ , and  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  and  $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$  for the nucleus  $^{68}\text{Zn}$  have been obtained for the first time based on published experimental data. It has been established that the experimental cross sections of partial reactions on the  $^{52}\text{Cr}$  nucleus do not satisfy objective physical reliability criteria. New cross sections for the reactions  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 1n)$  and  $^{52}\text{Cr}(\gamma, 2n)^{50}\text{Cr}$ , which meet physical criteria, have been evaluated using an experimental-theoretical method and used to determine a new cross section for the total photoneutron reaction  $^{52}\text{Cr}(\gamma, sn)$ . In the case of the  $^{68}\text{Zn}$  nucleus, using the only published experimental cross section for neutron yield  $^{68}\text{Zn}(\gamma, xn)$ , new previously unknown cross sections of partial reactions  $^{68}\text{Zn}(\gamma, 1n)^{67}\text{Zn}$  and  $^{68}\text{Zn}(\gamma, 2n)^{66}\text{Zn}$ , as well as the cross section of the total photoneutron reaction  $^{68}\text{Zn}(\gamma, sn)$ , have been obtained for the first time using the experimental-theoretical method.

PACS: 25.20.-x.

**Keywords:** experiments on Bremsstrahlung beams, nuclei photodisintegration, photoneutron reaction cross sections,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{68}\text{Zn}$ , new unpublished before data, reliability, cross sections meeting physical criteria.

Received 07 November 2025.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2026. **81**, No. 1. Pp. .

### Сведения об авторах

1. Варламов Владимир Васильевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник НИИЯФ МГУ; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: [VVVarlamov@gmail.com](mailto:VVVarlamov@gmail.com).
2. Давыдов Александр Иванович — канд. физ.-мат. наук, программист 1-й кат. НИИЯФ МГУ; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: [alexdavdyovmet@gmail.com](mailto:alexdavdyovmet@gmail.com).
3. Орлин Вадим Николаевич — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник НИИЯФ МГУ; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: [OrlinVN@yandex.ru](mailto:OrlinVN@yandex.ru).