

УДК 539.17

## ДОСТОВЕРНОСТЬ ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЯМ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ЯДЕР $^{63, 65}\text{Cu}$ и $^{80}\text{Se}$

© 2016 г. В. В. Варламов<sup>1</sup>, А. И. Давыдов<sup>2</sup>, М. А. Макаров<sup>2</sup>, В. Н. Орлин<sup>1</sup>, Н. Н. Песков<sup>1</sup>

*E-mail: Varlamov@depni.sinp.msu.ru*

Для изотопов  $^{63, 65}\text{Cu}$  и  $^{80}\text{Se}$  оценены сечения парциальных фотонейтронных реакций, свободные от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Использован экспериментально-теоретический метод оценки сечений  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ . Значения функций  $F_i^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn) = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}[(\gamma, 1n) + 2(\gamma, 2n)]$  рассчитаны в комбинированной модели фотоядерных реакций, а  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  – экспериментальное сечение реакции выхода нейтронов, свободное от проблем разделения нейтронов по множественности. Для изотопов  $^{63, 65}\text{Cu}$  и  $^{80}\text{Se}$  оценены сечения реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , а также сечения полной фотонейтронной реакции  $\sigma(\gamma, sn) = \sigma[(\gamma, 1n) + (\gamma, 2n)]$ . Показано, что значительные отклонения экспериментальных сечений реакций от оцененных сечений обусловлены недостоверным распределением нейтронов между каналами с множественностью 1 и 2.

**DOI:** 10.7868/S0367676516030339

### ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–7] было установлено, что сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , определенные для большого числа средних и тяжелых ядер ( $^{90, 91, 94}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{112-124}\text{Sn}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{186, 188, 189, 190, 192}\text{Os}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ) в экспериментах [8–12] с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности содержат значительные систематические погрешности, которые приводят к определенным сомнениям в достоверности данных о парциальных реакциях.

Эти сомнения обусловлены прежде всего двумя обстоятельствами:

1) в широких областях энергии налетающих фотонов наблюдаются физически запрещенные отрицательные значения в сечениях реакции  $(\gamma, 1n)$ ;

2) в тех же областях энергии данные по сечениям реакций не удовлетворяют специально введенным физическим критериям достоверности [1, 2]: переходные функции множественности нейтронов – отношения соответствующего сече-

ния парциальной реакции  $\sigma(\gamma, in)$  к сечению реакции выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \tag{1}$$

$$= \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \dots]$$

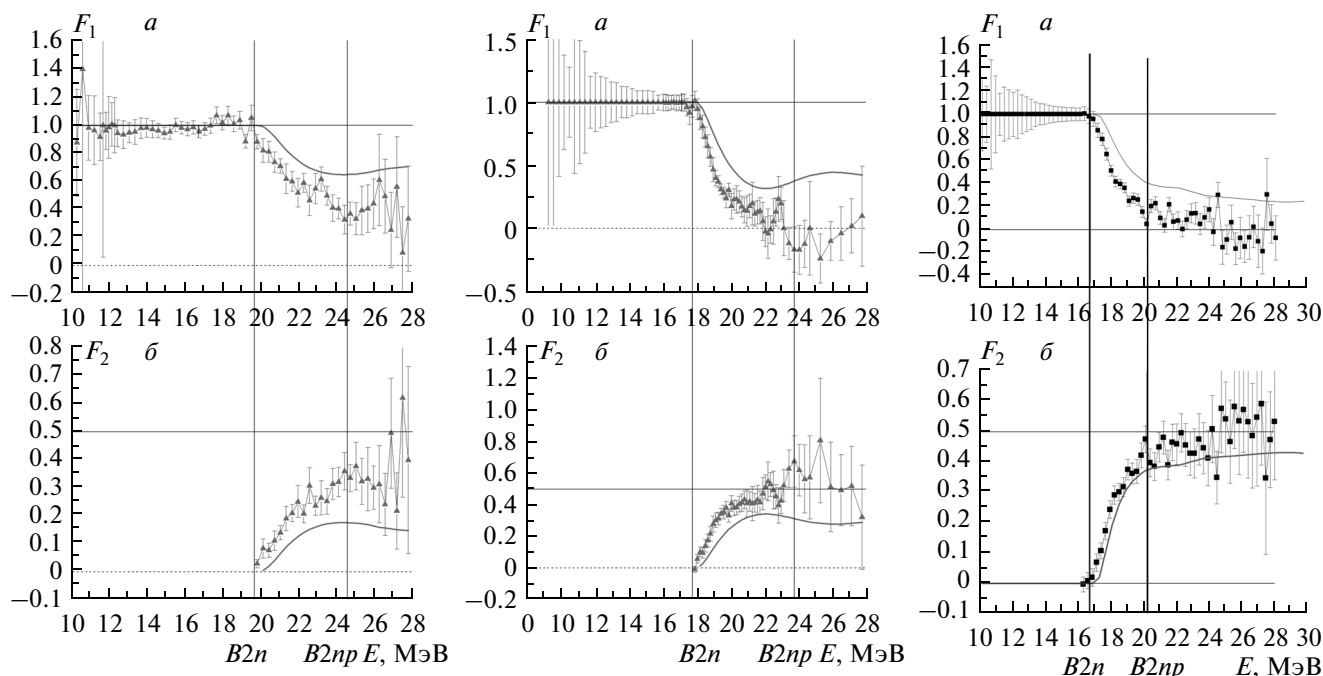
превышают физически допустимые по определению пределы (1.00 и 0.50 соответственно для  $i = 1$  и 2).

Было показано, что причинами отмеченных систематических погрешностей экспериментов и соответственно сомнений в их достоверности являются недостатки использованного метода разделения фотонейтронов по множественности, основанного на результатах измерения кинетических энергий нейтронов. Близость энергий нейтронов, образующихся в реакциях с различной множественностью, приводит к ее недостоверной (ошибочной) интерпретации. Так, например, заметная часть нейтронов оказывается необоснованно перемешанной из  $\sigma(\gamma, 1n)$  в  $\sigma(\gamma, 2n)$ . Вследствие этого  $\sigma(\gamma, 1n)$  недостоверно уменьшается вплоть до физически запрещенных отрицательных значений, а  $\sigma(\gamma, 2n)$  столь же недостоверно возрастает до значений, при которых  $F_2 > 0.50$ .

Поскольку большое количество экспериментальных данных, полученных с помощью экспериментального метода разделения нейтронов по множественности [8–12], не являются достоверными, а проведение новых экспериментов, свободных от недостатков этого метода, сопряжено с целым рядом трудностей, для получения более достоверных данных был предложен [1, 2] экспе-

<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.

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



**Рис. 1.** Сравнение (*a*, *б* для  $i = 1, 2$ ) переходных функций множественности  $F_i^{\text{эксп}}$ , полученных по экспериментальным данным (треугольники – [16], квадраты – [17]) с функциями  $F_i^{\text{теор}}$ , полученными по результатам теоретических расчетов [13–15], для изотопов  $^{63}\text{Cu}$  (левая панель) и  $^{65}\text{Cu}$  (центральная панель), а также  $^{80}\text{Se}$  (правая панель).

риментально-теоретический метод их оценки. Метод сочетает использование в процедуре оценки лишь экспериментальных сечений реакции выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$ , не зависящих от проблем экспериментального определения множественности нейтронов, и положений комбинированной модели фотоядерных реакций [13–15], также от этих проблем не зависящих. Модель, в которой плотности уровней ядер рассчитываются в модели ферми-газа, а также учитываются деформация ядра и изоспиновое расщепление его гигантского резонанса, успешно описывает сечения реакции выхода нейтронов в области средних и тяжелых ядер. Оценка сечений парциальных реакций в экспериментально-теоретическом подходе осуществляется следующим образом:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn). \quad (2)$$

Соотношения сечений обеих парциальных реакций определяются результатами расчетов в модели  $F_i^{\text{теор}}$ , а их соответствующая сумма  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$  совпадает с экспериментальным сечением  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ .

В настоящей работе описанный выше подход использован для оценки сечений парциальных  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , а также полной  $(\gamma, sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, 2n)$  фотонейтронных реакций по экспериментальным данным для изотопов  $^{63}, ^{65}\text{Cu}$  [16] и

$^{80}\text{Se}$  [17]. Сравнительное обсуждение данных для этих ядер, полученных одним методом, но в разных лабораториях, представляет большой интерес по целому ряду обстоятельств, связанных с проявлением обсуждаемых систематических погрешностей: в работах [16] и [17] использован один и тот же метод разделения фотонейтронов по множественности, основанный на измерении их кинетических энергий, однако детекторы, с помощью которых проводились измерения, существенно различались; при этом обсуждаемые систематические погрешности в случае ядер  $^{65}\text{Cu}$  и  $^{80}\text{Se}$  проявляются весьма отчетливо. Обсуждаемые систематические погрешности для изотопов  $^{63}, ^{65}\text{Cu}$ , исследованных в одной и той же работе [16], проявляются в то же время различным образом.

## 1. ПЕРЕХОДНЫЕ ФУНКЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ФОТОНЕЙТРОНОВ $F_i$ ДЛЯ ЯДЕР $^{63}, ^{65}\text{Cu}$ И $^{80}\text{Se}$

На рис. 1 приведены энергетические зависимости переходных функций множественности нейтронов – отношений  $F_i^{\text{эксп}}$  (1), полученных по данным работ [16, 17] для исследуемых ядер, которые сравниваются с  $F_i^{\text{теор}}$ .

Хорошо видно, что отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  существенно отличаются от  $F_i^{\text{теор}}$  для всех рассматрива-

емых ядер. В случае изотопа  $^{63}\text{Cu}$  отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  при всех исследованных энергиях фотонов не противоречат описанным выше критериям достоверности данных, однако при этом существенно расходятся с  $F_i^{\text{теор}}$ . Для двух остальных рассматриваемых ядер имеются области энергий, в которых данные этим критериям не удовлетворяют (отрицательные значения сечения реакции ( $\gamma, 1n$ ) и  $F_i^{\text{эксп}} > 0.50$ ). Это наблюдается в случае изотопа  $^{65}\text{Cu}$  при энергиях, больших  $\sim 23.0$  МэВ, в случае изотопа  $^{80}\text{Se} \sim 24$  МэВ. Таким образом, следует отметить, что в случае изотопа  $^{63}\text{Cu}$  разделение в эксперименте нейтронов с множественностью 1 и 2 было выполнено с существенно меньшими систематическими погрешностями, чем в случае изотопов  $^{65}\text{Cu}$  (в том же эксперименте, выполненном в Ливерморе) и  $^{80}\text{Se}$  (в эксперименте, выполненном в Сакле).

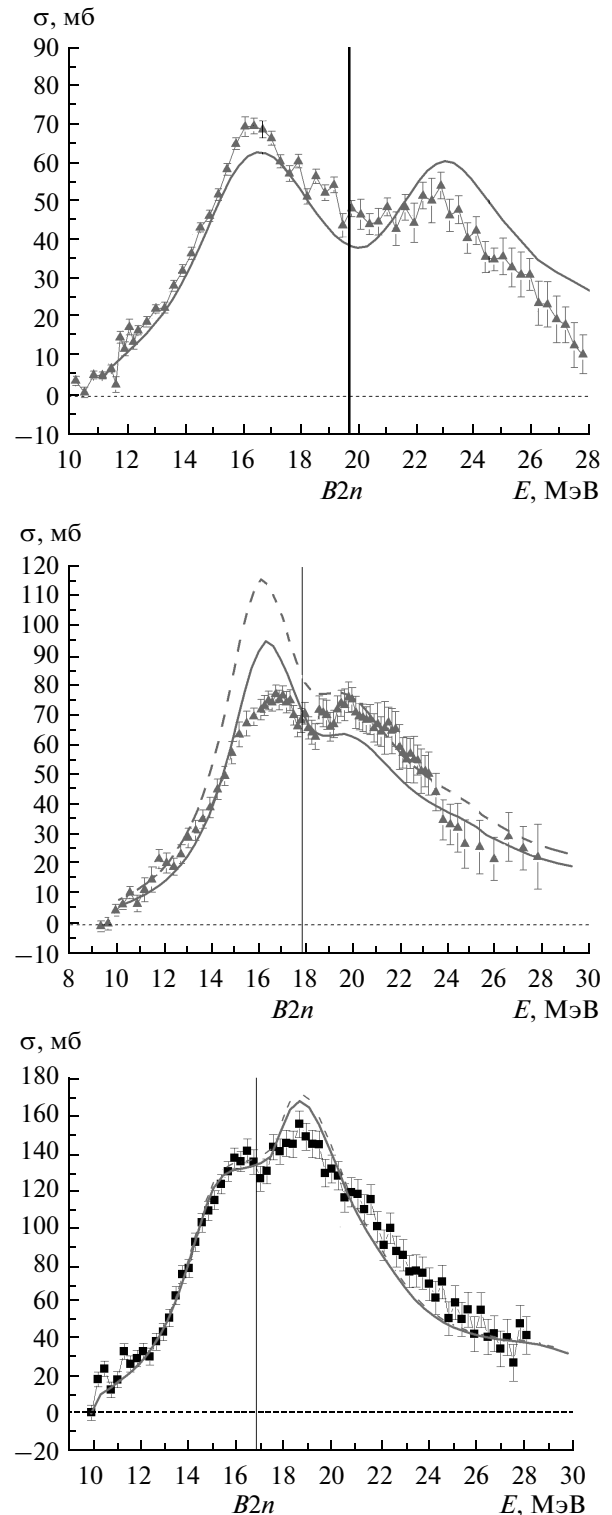
Данные, приведенные на рис. 1, свидетельствуют о том, что относительно достоверности данных о сечениях парциальных реакций ( $\gamma, 1n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) для всех трех рассматриваемых изотопов могут быть высказаны серьезные сомнения.

## 2. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ, УДОВЛЕТВОРЯЮЩИХ ВВЕДЕННЫМ КРИТЕРИЯМ ДОСТОВЕРНОСТИ ДАННЫХ

### 2.1. Данные для реакции выхода фотонейтронов ( $\gamma, xn$ )

Как было подробно описано в работах [1–7], в рамках предложенного метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, удовлетворяющих введенным объективным физическим критериям достоверности данных, особое значение приобретает степень согласия с экспериментальными данными сечений реакции выхода фотонейтронов ( $\gamma, xn$ ), рассчитанных в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций. Положения модели используются для расчета значений  $F_i^{\text{теор}}$ , участвующих в процедуре оценки (2).

На рис. 2 приведены результаты сравнения экспериментальных и теоретических (до и после корректировки) сечений реакции ( $\gamma, xn$ ) для всех трех обсуждаемых ядер. Видно, что согласие экспериментальных данных с результатами расчетов вполне удовлетворительное, хотя и не полное для рассматриваемых ядер, что, естественно, привело к необходимости различных корректировок. Поскольку имеет место некоторое различие формы сравниваемых сечений в различных областях энергии фотонов, корректировки основывались на характеристиках сечений в области энергий до порога  $B2n$  реакции ( $\gamma, 2n$ ), в которой никакие погрешности, связанные с определением множественности нейтронов, не должны иметь место, а



**Рис. 2.** Сравнение экспериментальных (треугольники, [16] и квадраты, [17]) и теоретических ([13–15], до (пунктирные линии) и после (сплошные линии) корректировки) сечений реакции выхода фотонейтронов ( $\gamma, xn$ ) на изотопах  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$  и  $^{80}\text{Se}$  (сверху–вниз).

**Таблица 1.** Центры тяжести  $E^{ц.т.}$  и интегральные сечения  $\sigma^{инт}$  сечений реакции  $(\gamma, xn)$  для изотопов  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{80}\text{Se}$ 

	$E^{ц.т.}$ , МэВ	$\sigma^{инт}$ , МэВ · мб	$E^{ц.т.}$ , МэВ	$\sigma^{инт}$ , МэВ · мб
$^{63}\text{Cu}$				
Область энергии	$E^{инт} = B2n = 19.7$ МэВ		$E^{инт} = 28.0$ МэВ	
Эксперимент [16]	16.31	$367.1 \pm 2.8$	19.43	$679.9 \pm 7.5$
Теория – исх. [13–15]	16.35	$417.7 \pm 7.1$	19.03	$687.7 \pm 7.8$
Теория – корр.	16.30	$333.7 \pm 6.9$	20.23	$716.2 \pm 10.7$
$^{65}\text{Cu}$				
Область энергии	$E^{инт} = B2n = 17.8$ МэВ		$E^{инт} = 28.0$ МэВ	
Эксперимент [16]	15.22	$334.7 \pm 5.0$	19.16	$824.8 \pm 15.0$
Теория – исх. [13–15]	15.48	$404.1 \pm 8.0$	19.21	$974.3 \pm 11.8$
Теория – корр.	15.39	$364.4 \pm 7.4$	19.05	$819.2 \pm 10.2$
$^{80}\text{Se}$				
Область энергии	$E^{инт} = B2n = 16.9$ МэВ*		$E^{инт} = 28.0$ МэВ	
Эксперимент [17]	15.08	$454.4 \pm 6.0$	19.07	$1527.2 \pm 16.0$
Теория – исх. [13–15]	15.12	$465.3 \pm 14.3$	18.90	$1545.1 \pm 26.8$
Теория – корр.	15.12	$453.2 \pm 14.0$	18.90	$1482.5 \pm 26.0$

\* Интегрирование выполнено, начиная с энергии 12 МэВ, вследствие очень сильных различий экспериментального и теоретического сечений на начальном участке.

определяемые сечения, по существу реакции  $(\gamma, 1n)$ , должны быть идентичными.

Так, в случае ядра  $^{63}\text{Cu}$  теоретическое сечение в целом достаточно хорошо согласуется с экспериментальным сечением. Вместе с тем следует отметить, что в области энергий до порога  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$  оно несколько меньше экспериментального, а при больших энергиях – несколько больше. При таком соотношении сравниваемых сечений все варианты подвижек и нормировок приводят к ухудшению согласия. В этой связи в процедуре оценки было использовано теоретическое сечение без корректировки.

В случае ядра  $^{65}\text{Cu}$  в связи с несколько худшим согласием экспериментального и теоретического сечений соответствующая корректировка проводилась: теоретическое сечение сдвигалось в сторону меньших энергий на 0.2 МэВ и умножалось на коэффициент 0.82.

В случае ядра  $^{80}\text{Se}$  в связи с очень хорошим согласием экспериментального и теоретического сечений смещения теоретического сечения не проводилось, а коэффициент нормировки выбирался равным 0.97.

Соответствующие числовые значения для интегральных сечений реакции приведены в табл. 1. Скорректированные теоретические сечения были использованы для проведения оценки сечений парциальных реакций в рамках экспериментально-теоретического подхода.

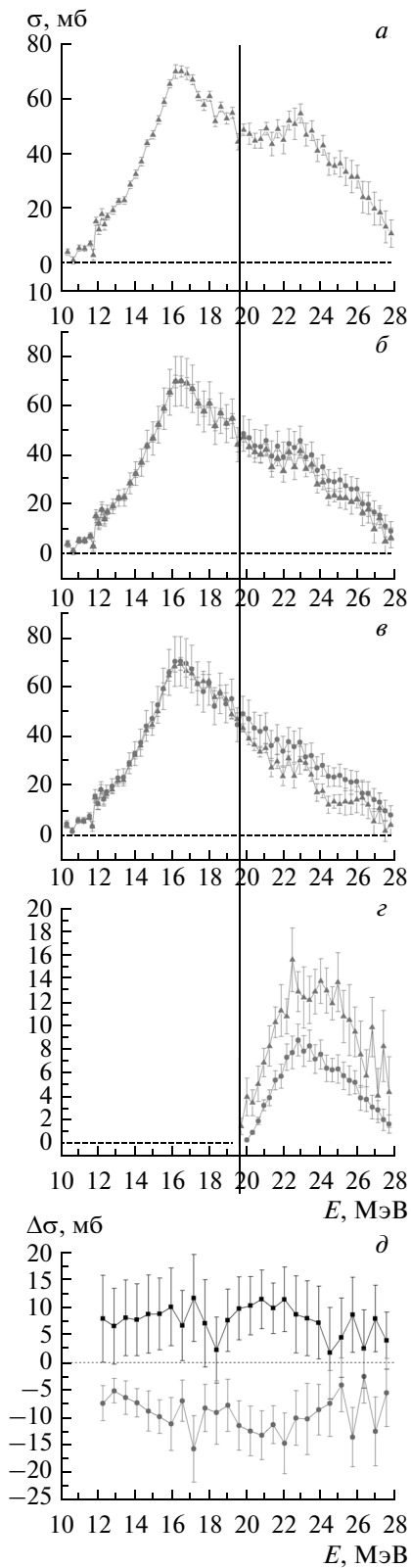
## 2.2. Оцененные в рамках экспериментально-теоретического подхода сечения парциальных реакций в сравнении с экспериментальными данными

Оцененные сечения парциальных  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  и полной  $(\gamma, sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, 2n)$  реакций для всех обсуждаемых изотопов  $^{63}, ^{65}\text{Cu}$  и  $^{80}\text{Se}$  представлены в левых панелях рис. 3–5 вместе с сечениями реакции выхода фотонейтронов  $(\gamma, xn)$  – исходными данными, использованными для проведения оценки.

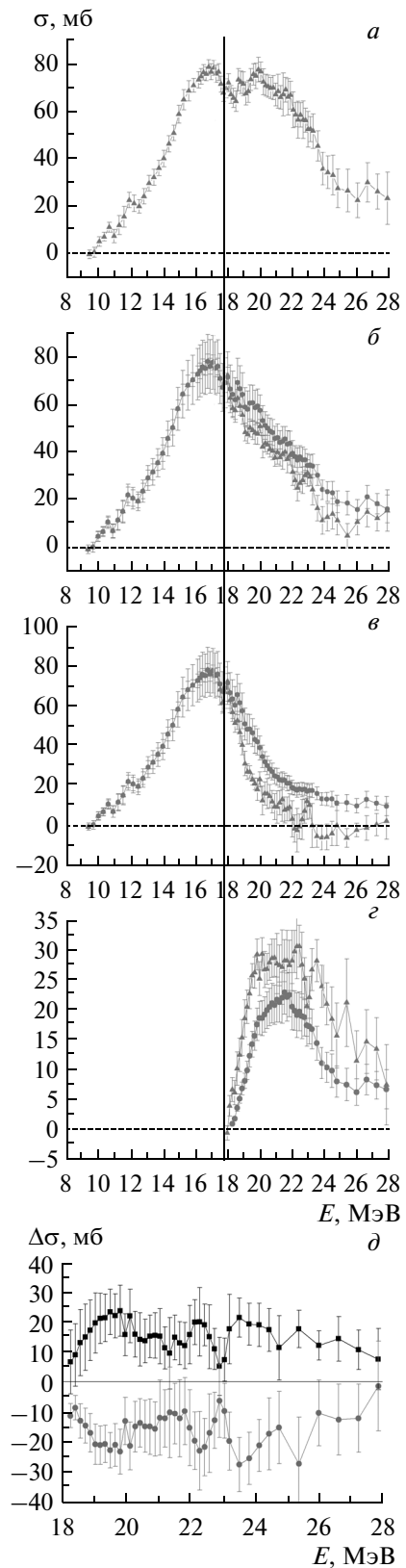
В табл. 2 приведены интегральные характеристики экспериментальных и оцененных сечений всех обсуждаемых парциальных и полных реакций.

Следует обратить внимание на то, что в целом картина расхождений между оцененными сечениями реакций, удовлетворяющими введенным критериям достоверности, и экспериментальными сечениями реакций, этим критериям не удовлетворяющими, оказывается во всех рассматриваемых случаях одинаковой. Для всех трех исследуемых ядер ( $^{63}, ^{65}\text{Cu}$  и  $^{80}\text{Se}$ ) в областях энергий налетающих фотонов, меньших соответствующих порогов  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$ , экспериментальные и оцененные интегральные сечения близки:  $\sigma^{инт-оцен}(\gamma, 1n) \approx \sigma^{инт-эксп}(\gamma, 1n)$  и  $\sigma^{инт-оцен}(\gamma, 2n) \approx \sigma^{инт-эксп}(\gamma, 2n)$ .

При больших энергиях сравниваемые интегральные сечения существенно различаются, причем, если  $\sigma^{инт-оцен}(\gamma, 1n) > \sigma^{инт-эксп}(\gamma, 1n)$ , то  $\sigma^{инт-оцен}(\gamma, 2n) < \sigma^{инт-эксп}(\gamma, 2n)$ . Такие расхождения наглядно иллюстрируют причины систематиче-



**Рис. 3.** Сравнение оцененных (точки) и экспериментальных ([16] – треугольники) сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре  $^{63}\text{Cu}$ : *a* –  $\sigma(\gamma, xn)$ , *б* –  $\sigma(\gamma, sn)$ ; *в* –  $\sigma(\gamma, 1n)$ ; *г* –  $\sigma(\gamma, 2n)$ ; *д* – сравнение разностей между оцененным и экспериментальным сечениями реакций  $(\gamma, 1n)$  – квадраты и  $(\gamma, 2n)$  – кружки.



**Рис. 4.** То же, что и на рис. 3, но для ядра  $^{65}\text{Cu}$ .

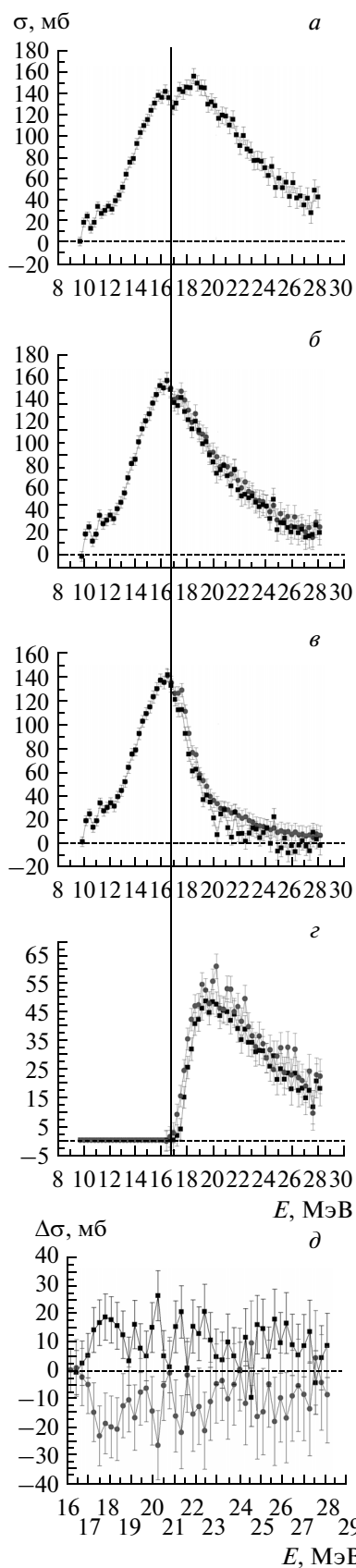


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, но для ядра  $^{80}\text{Se}$  [17].

ских погрешностей выполненных экспериментов, обсуждаемых в настоящей работе – недостоверное перемещение определенного количества нейтронов из канала “1n” в канал “2n”. Разности между оцененными и экспериментальными сечениями, полученные отдельно для реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , приведены в нижних частях  $\delta$  каждого рис. 3–5.

Сравнение данных, приведенных на рис. 1 и 3–5, свидетельствует о том, что значительные расхождения между экспериментальными и оцененными сечениями парциальных реакций наблюдаются именно в тех областях энергии фотонов, в которых в их достоверности имеются серьезные сомнения. Так, в энергетических зависимостях функций  $F_i^{\text{эксп}}$  (1) присутствуют недостоверные значения (физически запрещенные отрицательные значения в  $F_1^{\text{эксп}}$ , значения  $F_2^{\text{эксп}}$ , выходящие за соответствующие физические пределы, или существенно отличающиеся от  $F_i^{\text{теор}}$ ). Расхождения для исследуемых в настоящей работе ядер  $^{63}, ^{65}\text{Cu}$  и  $^{80}\text{Se}$  оказываются аналогичными тем, которые наблюдались ранее [1–7] для большого числа ядер. Экспериментальные данные для сечений реакции  $(\gamma, 1n)$  оказываются недостоверно заниженными (вплоть до появления в сечении этой реакции физически запрещенных отрицательных значений) за счет изъятия из них вклада значительного числа нейтронов, которым необоснованно приписана множественность 2. В то же время экспериментальные данные для сечений реакции  $(\gamma, 2n)$  оказываются соответственно завышенными за счет столь же необоснованного приписывания им “лишних” нейтронов, вклад которых приводит к возрастанию этих сечений вплоть до значений, при которых функции  $F_2^{\text{эксп}} > 0.50$ .

Как было показано [1–7], причиной является важная особенность фотонейтронных реакций, не учитываемая использованным в экспериментах [16, 17] методом определения множественности фотонейтронов – сложная и неоднозначная связь множественности нейтронов с их кинетической энергией.

Во-первых, это связано [18] с тем, что энергетический спектр фотонейтронов при открытии каналов распада ГДР с возрастающим числом вылетающих нейтронов изменяется слабо (основной максимум практически не смещается и остается в области энергий  $\sim 0.5$ – $1.0$  МэВ). Во-вторых, при прямой регистрации нейтронов на процесс определения их множественности прямое влияние оказывают протонные каналы распада состояний ГДР [6], поскольку при использованном методе прямой регистрации вылетающих нейтронов реакция  $(\gamma, 1n)$  фактически представляет собой сумму  $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$ , а реакций  $(\gamma, 2n)$  – сумму  $(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n1p)$ .

**Таблица 2.** Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{80}\text{Se}$  в сравнении с экспериментальными данными [16, 17]

$^{63}\text{Cu}$				
Реакция	$E^{\text{инт}} = B2n = 19.7 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 28.0 \text{ МэВ}$	
	Эксперимент	Оценка	Эксперимент	Оценка
$(\gamma, xn)^*$	$367.1 \pm 2.8$	$367.1 \pm 2.8$	$679.9 \pm 7.5$	$679.9 \pm 7.5$
$(\gamma, sn)$	$370.3 \pm 2.8$	$380.3 \pm 11.1$	$606.9 \pm 6.8$	$664.2 \pm 14.1$
$(\gamma, 1n)$	$365.2 \pm 3.3$	$370.3 \pm 11.1$	$536.3 \pm 7.3$	$605.2 \pm 14.0$
$(\gamma, 2n)$			$76.3 \pm 3.4$	$39.0 \pm 1.6$
$^{65}\text{Cu}$				
Реакция	$E^{\text{инт}} = B2n = 17.8 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 28.0 \text{ МэВ}$	
	эксперимент	оценка	эксперимент	оценка
$(\gamma, xn)^*$	$334.7 \pm 5.0$	$334.7 \pm 5.0$	$824.8 \pm 15.0$	$824.8 \pm 15.0$
$(\gamma, sn)$	$334.7 \pm 2.8$	$334.7 \pm 11.1$	$624.8 \pm 11.6$	$702.9 \pm 14.3$
$(\gamma, 1n)$	$334.7 \pm 5.0$	$370.3 \pm 11.1$	$432.5 \pm 13.0$	$581.0 \pm 13.4$
$(\gamma, 2n)$			$200.0 \pm 9.5$	$121.9 \pm 4.9$
$^{80}\text{Se}$				
Реакция	$E^{\text{инт}} = B2n = 16.8 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 28.0 \text{ МэВ}$	
	эксперимент	оценка	эксперимент	оценка
$(\gamma, xn)^{**}$	$502.5 \pm 6.8$	$502.5 \pm 6.6$	$1527.2 \pm 16.2$	$1527.2 \pm 16.2$
$(\gamma, sn)$	$501.9 \pm 7.3$	$502.5 \pm 6.8$	$1137.7 \pm 21.5$	$1191.1 \pm 16.0$
$(\gamma, 1n)$	$501.4 \pm 6.6$	$502.5 \pm 6.6$	$748.3 \pm 13.6$	$862.6 \pm 13.6$
$(\gamma, 2n)$			$389.5 \pm 8.5$	$328.5 \pm 8.4$

\* Экспериментальное сечение [16] – исходное для оценки.

\*\* Экспериментальное сечение [17] – исходное для оценки.

### 2.3. Систематические погрешности в определении множественности фотонейтронов и протонные каналы распада состояний ГДР

Предположения [6] относительно той роли, которую в процессе появления обсуждаемых систематических погрешностей экспериментального разделения фотонейтронов по множественности играют реакции с участием протонов, в первую очередь вследствие небольших порогов и заметных абсолютных величин,  $(\gamma, 1n1p)$ , могут быть количественно подтверждены анализом данных, полученных в настоящей работе (рис. 3–5, табл. 2). Дело в том, что в работах [16, 17] использовалась прямая регистрация нейтронов, при которой протонные каналы распада соответствующих состояний ГДР не рассматривались. Присутствие заметных вкладов реакций с участием протонов может существенно исказить картину зависимости множественности нейтронов от их кинетиче-

ской энергии. Так, при распаде состояний ГДР с испусканием двух нуклонов (в реакциях  $(\gamma, 2n)$  или  $(\gamma, 1n1p)$ ) энергии двух нейтронов в первой из них или нейтрона и протона во второй должны быть, если и не равными вследствие определенных различий в характеристиках низколежащих уровней разных конечных ядер, то вполне близкими. Это означает, что энергия единственного нейтрона из реакции  $(\gamma, 1n1p)$  может быть близка к энергиям каждого из обоих нейтронов из реакции  $(\gamma, 2n)$ . Однако единственный нейтрон из реакции  $(\gamma, 1n1p)$  имеет множественность 1, а оба нейтрона из реакции  $(\gamma, 2n)$  – множественность 2. Именно это является причиной определенных погрешностей в интерпретации множественности заметной части регистрируемых нейтронов. Таким образом, отсутствие корректного учета реакций с регистрацией протонов может существенно исказить процесс определения множественности регистрируемых нейтронов.

Систематическое изменение при переходе от ядра к ядру данных, приведенных в табл. 2, свидетельствует о том, каким образом отсутствие корректного учета вкладов реакции  $(\gamma, 1n1p)$  действительно может быть одной из важных причин появления существенных обсуждаемых систематических погрешностей выполненных экспериментов [16, 17].

Так, для ядра  $^{63}\text{Cu}$  порог  $B1n1p = 16.7$  МэВ оказывается на 3.0 МэВ ниже порога  $B2n = 19.7$  МэВ; реакция  $(\gamma, 1n1p)$  вносит вклад при всех исследованных энергиях, и превышение соответствующих интегральных сечений  $[\sigma_{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n)]$  составляет 95.6% (76.3 и 39.0 МэВ · мб). При этом обратное расхождение  $[\sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n) - \sigma_{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)]$  составляет всего 12.8% (536.3 и 605.2 МэВ · мб), т.е. нейтронов с множественностью 2 “идентифицировано” недостоверно много, а нейтронов с множественностью 1 столь же недостоверно “нехватает”.

Для ядра  $^{65}\text{Cu}$  порог  $B1n1p = 17.1$  МэВ оказывается всего на 0.7 МэВ ниже порога  $B2n = 17.8$  МэВ, и вклад реакции  $(\gamma, 1n1p)$  оказывается существенно меньшим. Расхождение  $[\sigma_{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n)]$  существенно меньше, чем в случае изотопа  $^{63}\text{Cu}$ : 64.1% (200.0 и 121.9 МэВ · мб), при этом обратное расхождение  $[\sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n) - \sigma_{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)]$  заметно возрастает до 34.3% (432.5 и 581.0 МэВ · мб). Это означает, что доля нейтронов, необоснованно перемещенных из канала с множественностью 1 в канал с множественностью 2, оказывается заметно меньшей по сравнению с ситуацией для ядра  $^{63}\text{Cu}$ .

Для ядра  $^{80}\text{Se}$  порог  $B1n1p = 20.3$  МэВ оказывается уже не ниже, как в случаях изотопов  $^{63,65}\text{Cu}$ , а на 3.5 МэВ выше  $B2n = 16.8$  МэВ. Соответственно реакция  $(\gamma, 1n1p)$  играет существенно меньшую роль только при наибольших из исследованных энергий, превышение  $[\sigma_{\text{инт-эксп}}(\gamma, 2n) - \sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 2n)]$  составляет всего 18.6% (389.5 и 328.5 МэВ · мб) и оказывается почти равным расхождению  $[\sigma_{\text{инт-оцен}}(\gamma, 1n) - \sigma_{\text{инт-эксп}}(\gamma, 1n)] = 15.3\%$  (748.3 и 862.6 МэВ · мб).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования позволяют сделать выводы о том, что экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций для ядер  $^{63,65}\text{Cu}$  [16] и  $^{80}\text{Se}$  [17], как и многие другие [1–7], полученные на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности, содержат значительные систематические погрешности и не удовлетворяют специально введенным объективным физическим критериям достоверности данных. Эти погрешности обусловлены необоснованным перераспределением в различных областях энергии фотонов нейтронов между кана-

лами “1n” и “2n”. Изъятие значительной части нейтронов из канала с множественностью 1 ведет к уменьшению сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  вплоть до появления в нем (и соответственно в функции  $F_1^{\text{эксп}}$ ) физически запрещенных отрицательных значений. Добавление нейтронов, изъятых из канала с множественностью “1”, в канал с множественностью “2” приводит к появлению значений функции  $F_2^{\text{эксп}}$ , превышающих физически допустимый по определению (1) предел 0.50.

Как и в случаях большого числа ядер ( $^{90,91}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{112-124}\text{Sn}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{186,188,189,190,192}\text{Os}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ), исследованных ранее [1–7], значительные систематические погрешности определенных сечений реакций обусловлены [6, 18] близостью кинетических энергий нейтронов из разных парциальных реакций и отсутствием учета вклада реакции  $(\gamma, 1n1p)$ .

В рамках экспериментально-теоретического подхода к оценке сечений парциальных фотонейтронных реакций, основанного на использовании физических критериев достоверности данных, получены сечения парциальных  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  реакций, а также и полной реакции  $(\gamma, sn)$  для изотопов  $^{63,65}\text{Cu}$  и  $^{80}\text{Se}$ , свободные от обсуждаемых систематических погрешностей и удовлетворяющие предложенным объективным физическим критериям достоверности данных.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-00124.

Авторы выражают искреннюю благодарность профессору Б.С. Ишханову за полезные обсуждения и помощь в интерпретации оцененных данных.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трощев 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.
3. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 1414; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2012. V. 75. P. 1339.
4. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Песков Н.Н., Степанов М.Е. // ЯФ. 2013. Т. 76. С. 1484; Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Peskov N.N., Stepanov M.E. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. P. 1403.
5. Варламов В.В., Орлин В.Н., Песков Н.Н., Степанов М.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. С. 433; Varlamov V.V., Orlin V.N., Peskov N.N., Stepanov M.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys., 2013. V. 77. P. 388.
6. Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Stopani K.A. // Eur. Phys. J. 2014. V. A 50. P. 114.



7. Варламов В.В., Макаров М.А., Песков Н.Н., Степанов М.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. С. 599; Varlamov V.V., Makarov M.A., Peskov N.N., Stepanov M.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. P. 412.
8. Dietrich S.S., Berman B.L. // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 38. P. 199.
9. Berman B.L., Fultz S.S. // Rev. Mod. Phys. 1975. V. 47. P. 713.
10. Russia Lomonosov Moscow State University Skobel'syn Institute of Nuclear Physics Centre for Photoneuclear Experiments Data Nuclear Reaction Database (EXFOR), <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/insex.php>
11. IAEA Nuclear Data Section Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), <http://www-nds.iaea.org/exfor>
12. USA National Nuclear Data Center database CSISRS and EXFOR Nuclear reaction experimental data, <http://www.nndc.bnl.gov/exfor00.htm>
13. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38. С. 460; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Part. Nucl. 2007. V. 39. P. 232.
14. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 517; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 493.
15. Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Stopani K.A., Varlamov V.V. // The Universe Evolution: Astrophysical and Nuclear Aspects / Ed. Strakovsky I., Blokhintsev L. N. Y.: Nova Sci. Publ., 2013. P. 113.
16. Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T., Harvey R.R. // Phys. Rev. 1964. V. 133. P. B1149.
17. Carlos P., Beil H., Bergere R. et al. // Nucl. Phys. 1976. V. A258. P. 76.
18. Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Троцкий С.Ю. // ЯФ. 2012. Т. 75. С. 283; Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiv S.Yu. // Phys. Atom. Nucl. 2012. V. 75. P. 353.