

## СОВРЕМЕННЫЙ СТАТУС ФОТОЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

© 2017 г. В. В. Варламов<sup>1)\*</sup>, Б. С. Ишханов<sup>1),2)</sup>

Поступила в редакцию 18.01.2017 г.

С использованием данных для большого количества средних и тяжелых ядер ( $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{80}\text{Se}$ ,  $^{90,91,94}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{112-124}\text{Sn}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{186-192}\text{Os}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ) анализируется достоверность экспериментальных сечений парциальных фотонейтронных реакций ( $\gamma, 1n$ ), ( $\gamma, 2n$ ) и ( $\gamma, 3n$ ), полученных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов и тормозного  $\gamma$ -излучения. Как критерии достоверности используются отношения сечений определенных парциальных реакций к сечению реакции выхода нейтронов  $F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn)$ , положительные значения которых по определению не должны превышать верхних пределов 1.00, 0.50, 0.33, ... для  $i = 1, 2, 3, \dots$  соответственно. Для многих ядер в различных областях энергий фотонов обнаружены отчетливые корреляции недостоверных значений отношений  $F_i$  и физически запрещенных отрицательных значений сечений парциальных реакций, что делает соответствующие экспериментальные данные недостоверными. Показано, что основными причинами этого являются существенные систематические погрешности методов определения множественности фотонейтронов. Новые сечения парциальных реакций, удовлетворяющие критериям достоверности данных, были оценены в рамках экспериментально-теоретического метода ( $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}}(\gamma, in) \times \sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$ ) с использованием отношений  $F_i^{\text{теор}}(\gamma, in)$ , рассчитанных в комбинированной модели фотоядерных реакций. Получено, что оцененные сечения заметно расходятся с результатами многих экспериментов, выполненных с использованием разделения нейтронов по множественности, и при этом согласуются с результатами альтернативных активационных экспериментов. Обсуждаются перспективы использования методов определения достоверных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, не использующих разделение фотонейтронов по множественности.

DOI: 10.7868/S0044002717050269

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Фотоядерные реакции играют важную роль как в фундаментальных, так и в прикладных ядерно-физических исследованиях. Параметры гигантских дипольных резонансов (ГДР), наблюдаемых в сечениях различных реакций под действием  $\gamma$ -квантов, представляют большой интерес с точки зрения изучения структуры и динамики атомных ядер, механизмов ядерных реакций, используются в исследованиях в самых разных областях (ядерная физика, ядерная энергетика, астрофизика, радиационные разделы химии, геологии, медицины, материаловедение и экология, разнообразные прикладные задачи, например, мониторингирование встречных пучков коллайдеров, неразрушающие методы контроля и другие). С целью обеспечения потребностей в данных о разных фотоядерных реакциях Сетью Центров ядерных данных

МАГАТЭ [1], участником которой является Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ, создана и поддерживается хорошо известная широкому кругу потребителей международная база данных (БД) по ядерным реакциям системы EXFOR [2]. Эта БД наряду с данными по ядерным реакциям под действием нейтронов, заряженных частиц и тяжелых ионов содержит большое количество фотоядерных данных, полученных в различных экспериментах [3].

После поглощения атомным ядром  $\gamma$ -кванта с энергией до  $\sim 50$  МэВ снятие внесенного возбуждения происходит путем испускания отдельных нуклонов и их комбинаций. С наибольшей вероятностью ядро испускает один нуклон, с меньшей вероятностью — два и с еще меньшей — большее число нуклонов, что и определяет основные каналы распада ГДР. Сумма всех реакций с испусканием различных количеств нуклонов (парциальных реакций), а также реакции фотodelения относительно тяжелых ядер определяют реакцию фотопоглощения

$$(\gamma, abs) = (\gamma, 2n) + (\gamma, 1n1p) + (\gamma, 2n) + \dots + (\gamma, 3n) + \dots + (\gamma, 1p) + (\gamma, 2p) + \dots + (\gamma, f). \quad (1)$$

<sup>1)</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Россия.

<sup>2)</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Россия.

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

В области энергий максимума ГДР ( $\gamma, abs$ ) для большинства ядер в основном исчерпывается сечением ( $\gamma, 1n$ )-реакции (в области легких и средних ядер — суммой сечений ( $\gamma, 1n$ )- и ( $\gamma, 1p$ )-реакций). С увеличением энергии налетающих фотонов заметный вклад в сечение фотопоглощения дают реакции с большим количеством испускаемых нуклонов (с большей множественностью).

Соотношение сечений реакций с испусканием различных количеств нейтронов является важной характеристикой процесса фоторасщепления ядра, зависящей от механизмов его возбуждения. Так, например, расхождение энергетической зависимости сечения реакции ( $\gamma, 1n$ ) с предсказаниями статистической модели может служить доказательством проявления процессов прямого выбивания нейтронов  $\gamma$ -квантами из ядра, отношение сечений реакций ( $\gamma, 1n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) определяет соотношение между прямыми и статистическими процессами в процессах возбуждения и распада ядер, характеристики их изоспинового расщепления и многие другие особенности электромагнитных взаимодействий ядер.

Очевидно, что обоснованность и эффективность использования экспериментальных данных о сечениях парциальных фотоядерных, прежде всего фотонейтронных, реакций для решения различных фундаментальных и прикладных задач в первую очередь зависит от того, с какой достоверностью определяется сечение какой-либо парциальной реакции в той области энергий, где энергетически возможной оказывается и другая парциальная реакция. Поскольку энергетические пороги  $B1n, B2n, B3n, \dots$  парциальных реакций ( $\gamma, 1n$ ), ( $\gamma, 2n$ ), ( $\gamma, 3n$ ),  $\dots$  относительно близки друг к другу, во многих областях энергий налетающих фотонов, характерных для ГДР, могут реализовываться сразу несколько из упомянутых реакций. К сожалению, данные для таких реакций, полученные в разных экспериментах, существенно расходятся друг с другом. В этой связи достоверное разделение реакций с различными количествами вылетающих нейтронов, т.е. каналов распада ГДР с различной множественностью, является весьма актуальной задачей.

## 2. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ РАСХОЖДЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАЗНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

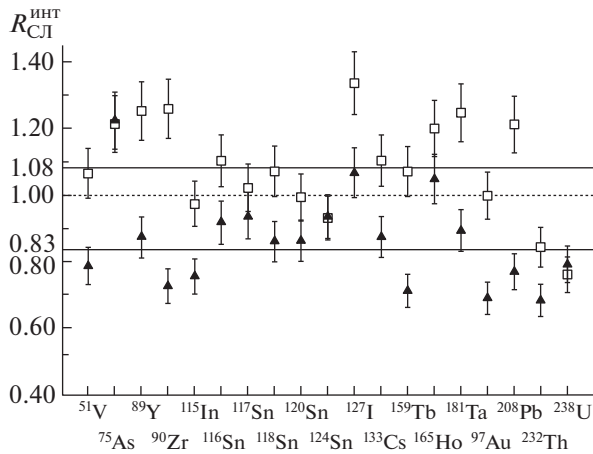
Большинство сечений парциальных фотонейтронных реакций было получено в экспериментах с квазиодноэнергетическими аннигиляционными фотонами, выполненных в Лоуренсовской Ливерморской национальной лаборатории США и французском Центре исследований по ядерной

физике в Сакле. Эти данные, включенные в международную БД EXFOR [3], могут быть найдены в многочисленных обзорах (например, [4, 5]), атласах (например, [6, 7]). Данные получены посредством прямой регистрации вылетающих нейтронов, при которой единственный нейтрон из реакции ( $\gamma, 1n$ ) детектируется однажды, оба нейтрона из реакции ( $\gamma, 2n$ ) — дважды, а каждый из нейтронов из реакции ( $\gamma, 3n$ ) — трижды. Для идентификации реакции, в которой образовался детектируемый нейтрон, необходимо знать его множественность. В этом заключается известная проблема разделения фотонейтронов по множественности.

В упомянутых выше экспериментах, выполненных в Ливерморе и Сакле, использовался метод определения множественности детектируемого нейтрона по его измеряемой энергии. Метод был основан на предположении о том, что энергетические спектры нейтронов из реакций ( $\gamma, 1n$ ), ( $\gamma, 2n$ ), ( $\gamma, 3n$ ),  $\dots$  существенно отличаются друг от друга. Поскольку энергия возбуждения ядра в реакции ( $\gamma, 2n$ ) делится между двумя нейтронами, оба они имеют энергии меньше, чем единственный нейтрон из реакции ( $\gamma, 1n$ ): нейтроны с большой кинетической энергией должны иметь множественность “1”, тогда как нейтроны с малой энергией — “2”. При этом методы измерения кинетической энергии нейтронов, по которой и определялась их множественность, были разными. По этой причине между результатами, полученными в обеих лабораториях для одного и того же ядра, проявились сложные существенные расхождения, имеющие явно систематический характер. Так, было установлено [8, 9], что, как правило, сечения реакции ( $\gamma, 1n$ ) имеют большие величины в Сакле, тогда как реакции ( $\gamma, 2n$ ) — в Ливерморе, причем расхождения достигают 100%. При этом сечения реакции выхода нейтронов

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

не зависящей от их множественности, оказываются близкими (на основании анализа более 500 сечений реакции выхода нейтронов для ядер от  $^3\text{H}$  до  $^{238}\text{U}$  было установлено, что средний разброс интегральных сечений реакции (2), полученных в разных лабораториях на пучках не только квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов, но и тормозного  $\gamma$ -излучения, составляет  $\sim 10\%$ ). Обсуждаемые расхождения являлись предметом многих исследований (например, [8–14]). К сожалению, эти исследования не отличались системными подходами, основывались на различных предположениях о причинах расхождений данных для конкретных ядер и во многих случаях приводили к противоположным рекомендациям, которые уменьшали расхождение данных в одних случаях, но увеличивали в других.



**Рис. 1.** Систематика значений отношений  $R_{СЛ}^{инт}(n) = \sigma_{С}^{инт}(\gamma, n) / \sigma_{Л}^{инт}(\gamma, n)$  ( $\square$ ) и  $R_{СЛ}^{инт}(2n) = \sigma_{С}^{инт}(\gamma, 2n) / \sigma_{Л}^{инт}(\gamma, 2n)$  ( $\blacktriangle$ ), полученных по данным экспериментов, выполненных в Сакле и Ливерморе. Прямыми линиями указаны характерные значения  $R_{СЛ}^{инт}$ :  $\langle R_{СЛ}^{инт}(1n) \rangle = 1.08$  и  $\langle R_{СЛ}^{инт}(2n) \rangle = 0.83$ .

Наиболее полно и системно обсуждаемые расхождения сечений парциальных фотонейтронных реакций были рассмотрены в работах [13, 14]. Было показано, что отношения интегральных сечений парциальных реакций

$$R_{СЛ}^{инт} = \sigma_{С}^{инт} / \sigma_{Л}^{инт} \quad (3)$$

для 19 ядер ( $^{51}\text{V}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ), полученных в Сакле и Ливерморе, имеют разброс от  $\sim 0.65$  до  $\sim 1.35$ . Их средние значения равны  $\langle R_{СЛ}^{инт}(1n) \rangle \sim 1.08$  для реакций с одним нейтроном и  $\langle R_{СЛ}^{инт}(2n) \rangle \sim 0.83$  (рис. 1) для реакций с двумя нейтронами. Очевидно, что при наличии столь больших разнонаправленных расхождений, намного превышающих достигнутые статистические точности, возникает вопрос о присутствии в данных значительных систематических погрешностей и, следовательно, о достоверности этих данных.

### 3. АНАЛИЗ ДОСТОВЕРНОСТИ РЕЗУЛЬТАТОВ РАЗНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

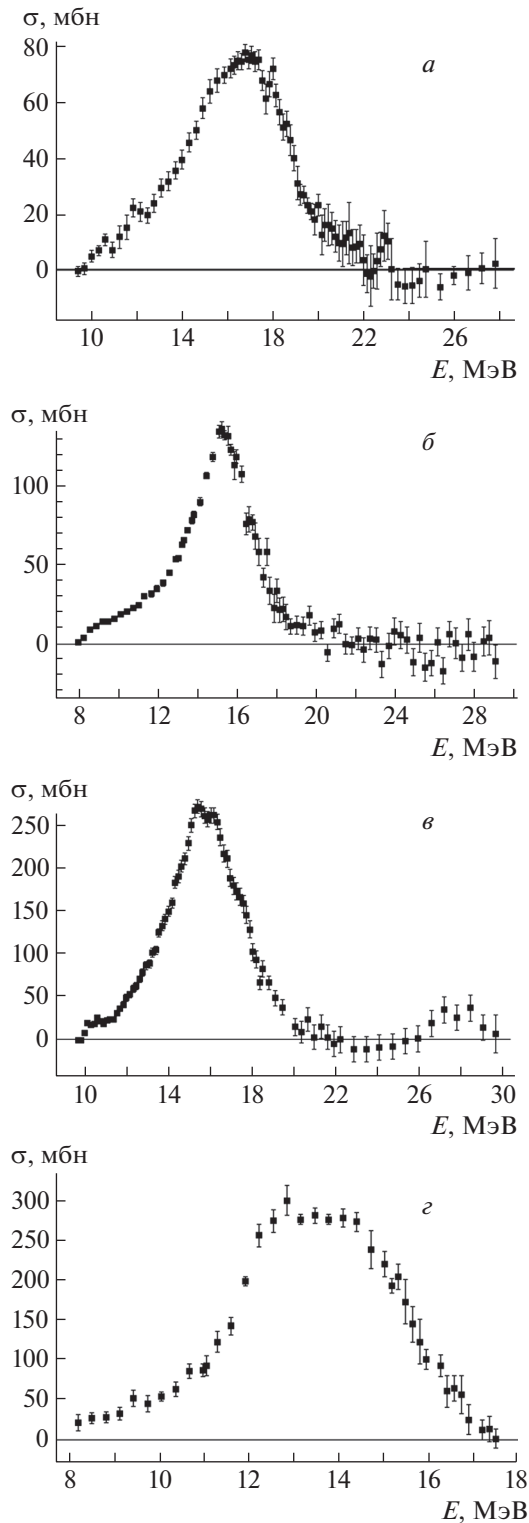
#### 3.1. Согласование “недостоверных” результатов Сакле с “достоверными” результатами Ливермора

В работе [11] для решения вопроса о достоверности данных разных экспериментов было проведено сравнение результатов фото- и электро-расщепления ядра  $^{181}\text{Ta}$ , для которого были привлечены результаты измерений, выполненных альтернативным активационным методом. Было установлено, что  $\sigma(e, 2n)$  согласуется с сечением,

пересчитанным из данных по  $\sigma(\gamma, 2n)$  Ливермора, и, соответственно,  $\sigma(e, 1n)$  согласуется с сечением, пересчитанным по  $\sigma(\gamma, 1n)$ . На этом основании результаты экспериментов Ливермора были интерпретированы как достоверные. Было установлено также, что  $\sigma(e, 2n)$  не согласуется с соответствующими данными Сакле, которые для сечений реакций  $(\gamma, 2n)$  оказываются заниженными, тогда как для сечений  $(\gamma, 1n)$ -реакций — напротив, завышенными. В этой связи вследствие проявления существенных погрешностей процедуры определения множественности фотонейтронных реакций данные Сакле были интерпретированы как недостоверные. Для того чтобы устранить влияние таких погрешностей и сблизить данные Сакле с данными Ливермора, был предложен метод корректировки данных Сакле, основанный на их специальном пересчете с целью перемещения части сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  в сечение реакции  $(\gamma, 2n)$ . При этом небольшой корректировке подвергались и данные Ливермора, поскольку в основе метода лежало требование наилучшего согласия данных Ливермора и Сакле в области энергий до порога  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$ , в которой результаты в принципе должны быть идентичными. Скорректированные (оцененные) и согласованные таким образом сечения парциальных реакций [13, 14] как наиболее достоверные были включены в международную БД [3] и использованы при создании электронной библиотеки МАГАТЭ оцененных фотоядерных данных [15].

#### 3.2. Существенные систематические погрешности данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций, полученных в Ливерморе

Вместе с тем уже в процессе создания электронной библиотеки появились серьезные сомнения в том, что данные Ливермора в целом могут быть интерпретированы как достоверные. Сомнения были обусловлены прежде всего тем, что для многих ядер в сечениях реакции  $(\gamma, 1n)$ , полученных в Ливерморе, в широких областях энергий наблюдаются физически запрещенные отрицательные значения. На рис. 2 приведены типичные примеры: для ядер  $^{65}\text{Cu}$  [16] (рис. 2а),  $^{94}\text{Zr}$  [17] (рис. 2б) и  $^{116}\text{Sn}$  [18] (рис. 2в), для которых отрицательные значения сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  наблюдаются в областях энергий  $E \sim 22-28$ ,  $\sim 20-29$  и  $\sim 22-26$  МэВ соответственно. Уход сечений реакции  $(\gamma, 1n)$  в область отрицательных значений при столь низких энергиях ( $\sim 22$ ,  $\sim 20$  и  $\sim 22$  МэВ) вызывает определенные сомнения в достоверности обсуждаемых данных, поскольку свидетельствует о присутствии в этих сечениях реакций существенных систематических



**Рис. 2.** Области энергий с физически запрещенными отрицательными значениями в сечениях реакции  $(\gamma, 1n)$ , полученных в Ливерморе: *a* —  $^{65}\text{Cu}$  [16], *б* —  $^{94}\text{Zr}$  [17], *в* —  $^{116}\text{Sn}$  [18], *г* —  $^{181}\text{Ta}$  [19].

погрешностей, обусловленных особенностями метода разделения фотонейтронов по множественности.

Сомнения в достоверности обсуждаемых данных еще более очевидны в ситуации для ядра  $^{181}\text{Ta}$  [19], по данным для реакции  $(\gamma, 2n)$  для которого ранее [11] был сделан вывод именно о достоверности данных. На рис. 2г хорошо видно, что сечение реакции  $(\gamma, 1n)$  становится равным 0 уже при энергии  $\sim 17.5$  МэВ, причем нейтроны с большими энергиями из этой реакции вообще не были зарегистрированы.

*3.3. Объективные физические критерии достоверности данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций*

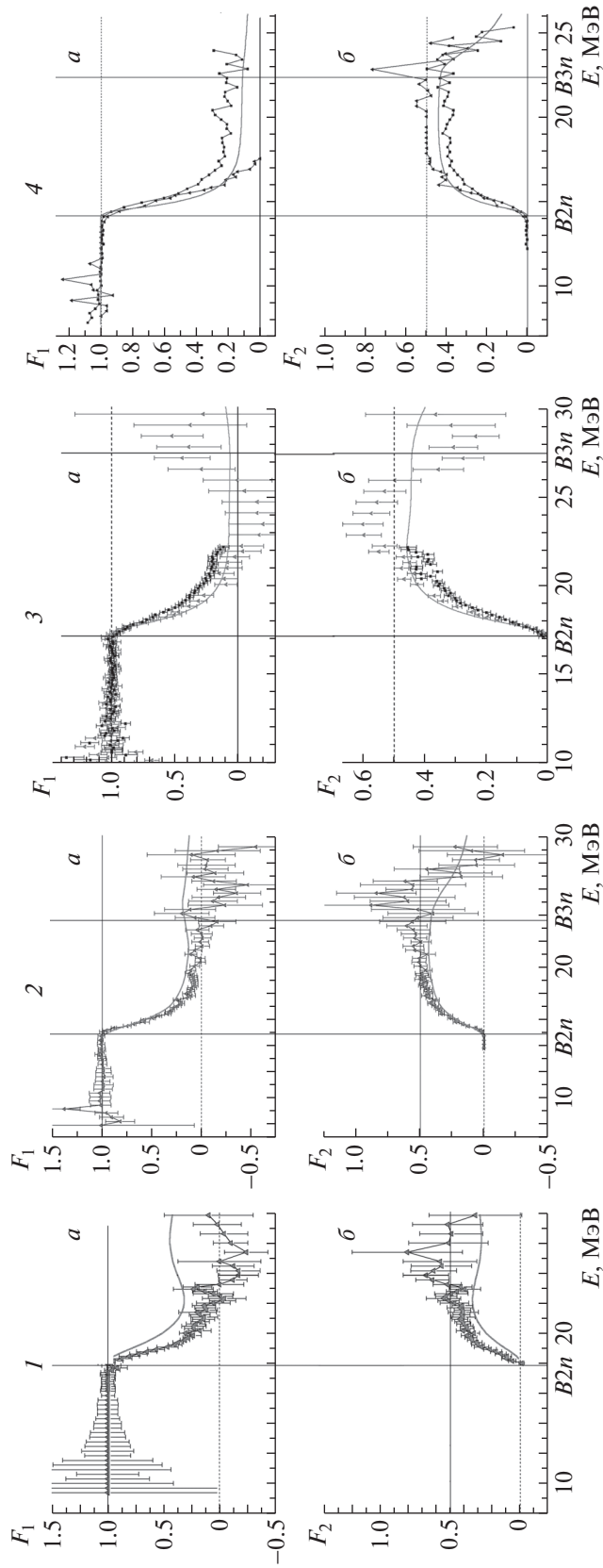
Таким образом, к высказанным ранее [11–15] сомнениям в достоверности данных Сакле добавляются серьезные сомнения в достоверности данных Ливермора. Общие сомнения в достоверности данных, полученных как в Сакле, так и в Ливерморе, сделали весьма актуальными проблемы поиска объективных физических критериев достоверности экспериментальных данных, которые не зависели бы от способа их получения, а также — разработки методов оценки данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, удовлетворяющих этим критериям. В работах [20, 21] было предложено использовать в качестве критериев достоверности данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций переходные функции множественности — отношения

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \quad (4)$$

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

По физическому смыслу определения такие отношения позволяют легко и наглядно оценивать присутствие систематических погрешностей в экспериментальных данных, полученных любым методом. Согласно (4) функция  $F_1$  не может превышать значения 1.00,  $F_2$  — значения 0.50,  $F_3$  — 0.33 и т.д. Превышение функциями  $F_i$  соответствующих предельных значений означает, что разделение фотонейтронов между каналами с различной множественностью в конкретном эксперименте было выполнено некорректно, а следовательно, полученные с помощью такого разделения нейтронов сечения парциальных реакций являются физически недостоверными. Поскольку все члены соотношений (4) представляют собой сечения реакций, имеющие размерность площади,  $F_i$  должны иметь положительные значения. Отрицательные значения, соответствующие отмеченным выше отрицательным сечениям реакций, также свидетельствуют о недостоверности данных.

На рис. 3 проводится сравнение отношений  $F_i^{\text{эксп}}$ , полученных для результатов экспериментов (треугольники, Ливермор [16–19], и квадраты,



**Рис. 3.** Сравнение отношений  $F_i^{\text{эксп}}$  ( $a - F_1, б - F_2$ ), полученных для результатов экспериментов ( $\blacktriangle$  — Ливермор [16–19],  $\blacksquare$  — Сакле [22, 23]) с отношениями  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитанными в КМ ([24, 25], сплошные кривые): панель 1 —  $^{65}\text{Cu}$  [16], панель 2 —  $^{94}\text{Zr}$  [17], панель 3 —  $^{116}\text{Sn}$  [18, 22], панель 4 —  $^{181}\text{Ta}$  [19, 23].

Сакле [22, 23]), с отношениями  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитанными в комбинированной модели, КМ ([24, 25], сплошные кривые). Предравновесная экситонная модель основывается на использовании плотностей уровней ядра, рассчитанных в модели ферми-газа, и учете влияния на процессы формирования и распада гигантского дипольного резонанса эффектов, обусловленных деформацией ядра и изоспиновым расщеплением ГДР. Модель была успешно протестирована на экспериментальных данных по сечениям реакции выхода нейтронов для большого числа средних и тяжелых ядер и позволяет рассчитать сечения парциальных реакций безотносительно проблем разделения нейтронов по множественности.

Видно, что для результатов, полученных в Ливерморе, в широких областях энергии фотонов физически запрещенные отрицательные значения сечений реакции  $(\gamma, 1n)$  и, соответственно, отношений  $F_1^{\text{эксп}}$  коррелируют с физически недостоверными значениями отношений  $F_2^{\text{эксп}}$ . Это обусловлено тем, что необоснованное перемещение части нейтронов из канала  $(\gamma, 1n)$  в канал  $(\gamma, 2n)$  приводит к тому, что  $\sigma(\gamma, 1n)$  уменьшается вплоть до физически недостоверных отрицательных значений, а сечение  $\sigma(\gamma, 2n)$  соответственно увеличивается вплоть до значений, при которых  $F_2^{\text{эксп}} > 0.50$ . Таким образом, данные Ливермора предложенным критериям достоверности не удовлетворяют, а следовательно, не являются достоверными.

Видно также, что к данным Сакле подобные претензии предъявлены быть не могут, поскольку они формально предложенным критериям удовлетворяют. Вместе с тем, отмечавшаяся выше недостоверность данных Сакле обусловлена существенными расхождениями значений  $F_i^{\text{эксп}}$  и  $F_i^{\text{теор}}$ .

Подобные соотношения между функциями  $F_1^{\text{эксп}}$  и  $F_2^{\text{эксп}}$  (а там, где имеются данные о сечениях реакции  $(\gamma, 3n)$ , и функциями  $F_3^{\text{эксп}}$ ) были установлены [20, 21, 26–31] для ядер  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{80}\text{Se}$ ,  $^{91,94}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{186}\text{W}$ ,  $^{186,188,189,190,192}\text{Os}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ , исследованных в Сакле и Ливерморе. В табл. 1 для некоторых ядер представлены соответствующие максимальные значения отношений  $F_2^{\text{эксп}}$ , проявляющиеся в достаточно широких областях энергий налетающих фотонов.

Дополнительно были исследованы [33] немногочисленные данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, полученные на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения. В таких экспериментах непосредственно получались сечения реакции выхода нейтронов (2), из которых с помощью соответствующих поправок, рассчитываемых по статистической теории, извлекалась информация о сечении

**Таблица 1.** Примеры областей энергии, в которых в сечениях реакции  $(\gamma, 1n)$  наблюдаются отрицательные значения, коррелирующие со значениями  $F_2^{\text{эксп}} > 0.50$

Ядро	Область энергий, МэВ	Максимальное значение отношения $F_2^{\text{эксп}}$	Литература
$^{65}\text{Cu}$	~22.0–26.0	~0.80	[16]
$^{91}\text{Zr}$	~23.0–30.0	~0.80	[17]
$^{94}\text{Zr}$	~21.5–27.0	~0.70	[17]
$^{115}\text{In}$	~20.5–31.0	~0.60	[17]
$^{116}\text{Sn}$	~21.5–26.0	~0.62	[18]
$^{159}\text{Tb}$	~18.5–22.0	~0.60	[32]
	~22.5–24.0	~2.00	
$^{181}\text{Ta}$	~20.0–23.0	~0.80	[19]

полной фотонейтронной реакции

$$(\gamma, sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n) + \dots \quad (5)$$

Для получения сечений парциальных реакций использовались соответствующие разностные процедуры. Так, например, в области энергий фотонов до порога  $B3n$  реакции  $(\gamma, 3n)$

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

Было установлено, что достоверность данных, полученных таким способом, также вызывает серьезные сомнения, поскольку в различных широких областях энергии отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  имеют или отрицательные, или превышающие допустимые верхние пределы значения. Характерные примеры для изотопов олова  $^{112,114,119}\text{Sn}$  [34, 35] представлены на рис. 4. Хорошо видны обсуждаемые в настоящей работе корреляции недостоверных значений в отношениях  $F_1^{\text{эксп}}$  и  $F_2^{\text{эксп}}$ . Недостоверность данных о сечениях парциальных реакций, получаемых таким методом, обусловлена очевидными недостатками чисто статистического описания особенностей ГДР. Именно с целью преодоления этих недостатков используемая в описываемых исследованиях КМ [24, 25] учитывает такие нестатистические эффекты, как деформация ядра и изоспиновое расщепление его ГДР.

Анализ экспериментальных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, полученных в разных экспериментах, с использованием физических критериев достоверности свидетельствует о том, что во многих случаях идентификация нейтронов с различной множественностью была выполнена со значительными систематическими погрешностями, вследствие чего такие данные

являются недостоверными. Избежать систематических погрешностей метода разделения нейтронов по множественности (или внесения поправок, рассчитанных по статистической теории), с помощью которого получено абсолютное большинство данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, можно в экспериментах, выполненных, например, активационным методом или при регистрации образующихся нейтронов в режиме совпадений. Поскольку такие эксперименты, во-первых, являются весьма непростыми, а во-вторых, могут быть использованы далеко не во всех случаях, весьма актуальной является проблема разработки методов оценки данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, которые введенным критериям достоверности удовлетворяют.

#### 4. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ, УДОВЛЕТВОРЯЮЩИХ ФИЗИЧЕСКИМ КРИТЕРИЯМ ДОСТОВЕРНОСТИ, С ПОМОЩЬЮ ЭТМ

Из сказанного ясно, что метод оценки сечений парциальных реакций должен быть свободен как от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности, так и от ограниченных возможностей статистической теории в описании конкуренции каналов распада состояний ГДР. Такой экспериментально-теоретический метод (ЭТМ) был предложен [20, 21] на основании совместного использования экспериментальных данных только по сечению реакции выхода нейтронов (2), не зависящих от проблем их разделения по множественности, и соотношений КМ [24, 25].

Суть метода заключается в том, что экспериментальное сечение реакции выхода нейтронов (2), не зависящее от обсуждаемых проблем с множественностью фотонейтронов, разделяется на вклады сечений парциальных реакций с использованием функций множественности нейтронов  $F_i^{\text{теор}}$  (4), рассчитанных в рамках модели:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \times \sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn). \quad (7)$$

Таким образом, соотношения между оцененными сечениями  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$  определяются положениями модели ( $F_i^{\text{теор}}$ ), а их соответствующая сумма  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$  совпадает с  $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$ .

Описанный метод использован для оценки сечений парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  для большого числа ядер (перечислены в предыдущем разделе), полученных на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов с использованием метода разделения фотонейтронов

**Таблица 2.** Интегральные сечения (в МэВ мбн) парциальных фотонейтронных реакций на ядре  $^{65}\text{Cu}$ , рассчитанные до энергии  $E^{\text{инт}} = 28$  МэВ

Реакция	Эксперимент [16]	Оценка [36]	Отклонение, %
$(\gamma, 1n)$	$432.5 \pm 13.0$	$581.0 \pm 13.4$	34
$(\gamma, 2n)$	$200.0 \pm 9.5$	$121.9 \pm 4.9$	-64

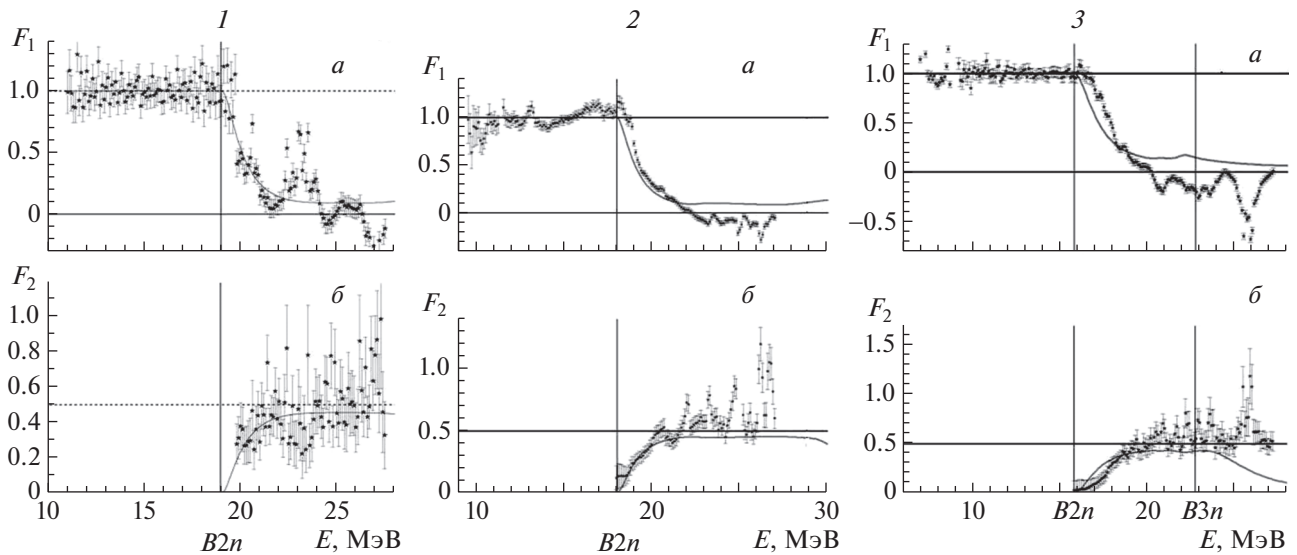
**Таблица 3.** Интегральные (рассчитанные до  $E^{\text{инт}} = 35.0$  МэВ) сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре  $^{181}\text{Ta}$  в сравнении с экспериментальными данными Сакле и Ливермора

Реакция	$\sigma^{\text{инт}}$ , МэВ мбн		
	оцененные данные [28]	данные Сакле [23]	данные Ливермора [19]
$(\gamma, xn)$	$4078.2 \pm 9.3$	$4078.2 \pm 9.3$	$3068.3 \pm 63.1$
$(\gamma, sn)$	$3021.9 \pm 36.1$	$3124.3 \pm 30.8$	$2199.7 \pm 46.3$
$(\gamma, 1n)$	$1956.3 \pm 31.0$	$2189.5 \pm 21.5$	$1315.7 \pm 20.7$
$(\gamma, 2n)$	$958.3 \pm 17.4$	$797.4 \pm 20.0$	$887.0 \pm 41.7$
$(\gamma, 3n)$	$107.3 \pm 6.3$	$137.4 \pm 10.0$	

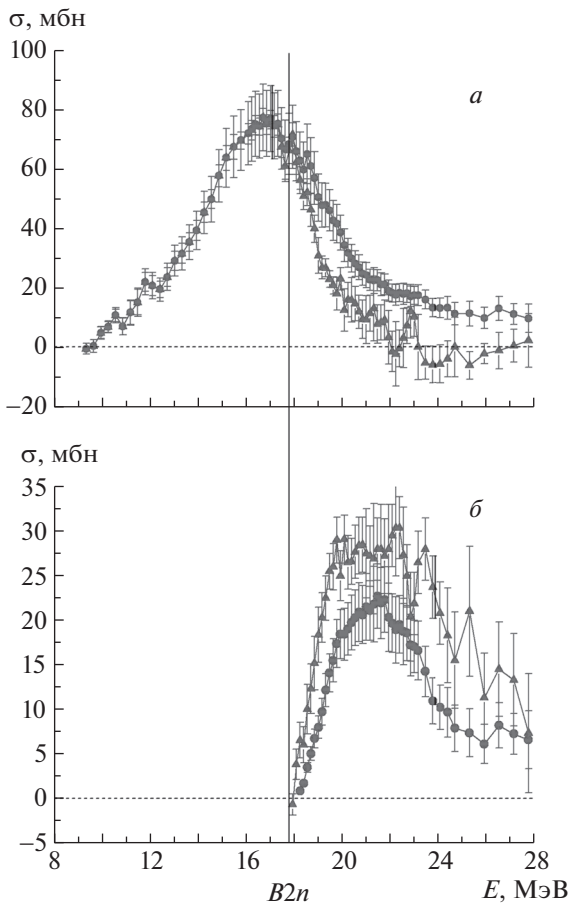
по множественности или на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения с использованием поправок по статистической теории.

В качестве примера на рис. 5 приведены оцененные [36] с помощью ЭТМ сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  для ядра  $^{65}\text{Cu}$ . В табл. 2 представлены соответствующие данные об интегральных сечениях реакций. Расхождения оказываются аналогичными тем, которые наблюдались ранее [20, 21, 26–31] для большого числа ядер. В области энергий  $E \gtrsim 22$  МэВ экспериментальные данные для сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  оказываются недостоверно заниженными (вплоть до появления 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  $>0.50$ .

На рис 6 и в табл. 3 представлены аналогичные данные (вместе с полученным с помощью сечений парциальных реакций сечением полной фотонейтронной реакции (5)) для ядра  $^{181}\text{Ta}$ . Хорошо вид-



**Рис. 4.** Сравнение отношений  $F_i^{\text{эксп}}$  ( $a$  —  $F_1$ ,  $b$  —  $F_2$ ), полученных для результатов экспериментов [34, 35], выполненных на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения: панель 1 —  $^{112}\text{Sn}$ , панель 2 —  $^{114}\text{Sn}$ , панель 3 —  $^{119}\text{Sn}$ . Кривые — отношения  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитанные в КМ [24, 25].

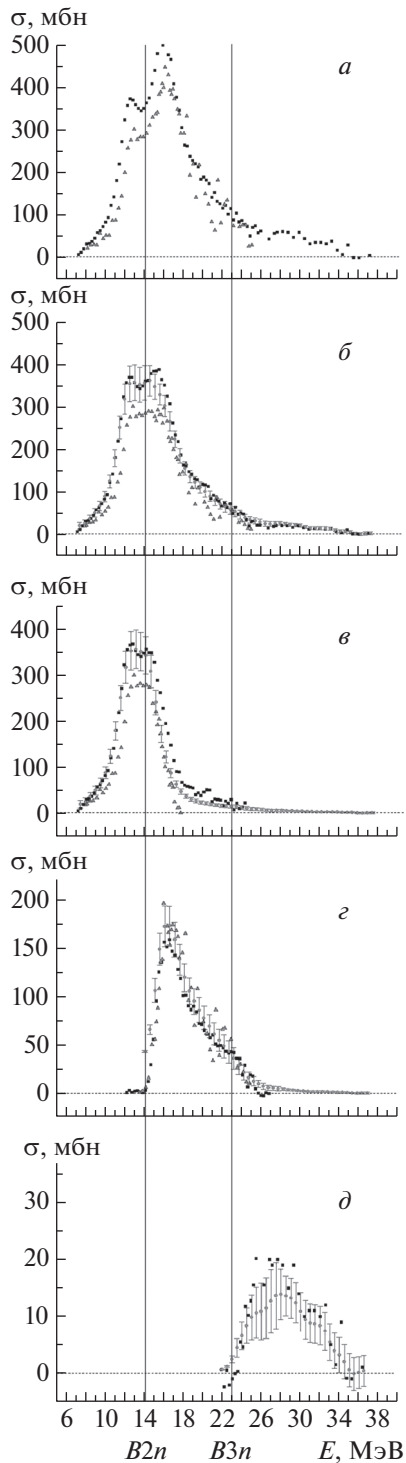


**Рис. 5.** Сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$  ( $a$ ),  $(\gamma, 2n)$  ( $b$ ) на ядре  $^{65}\text{Cu}$ , оцененные с помощью ЭТМ ( $\bullet$ ), в сравнении с результатами эксперимента [16] ( $\blacktriangle$ ). Линии проведены для наглядности.

но, что полученные данные являются недостоверными в области энергий  $E \gtrsim 18$  МэВ.

На рис. 5, 6 представлены также и результаты соответствующих экспериментов, выполненных с помощью метода разделения нейтронов по множественности. Видно, что оцененные и экспериментальные сечения реакций достаточно заметно различаются. В работе [30] в результате детального численного анализа было показано, что, например, для данных по фоторасщеплению ядра  $^{159}\text{Tb}$  интегральное сечение  $\sigma^{\text{инт}}$  оцененного сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  имеет величину, приблизительно на 20% меньшую, чем соответствующие экспериментальные данные Сакле [23], и приблизительно на 20% большую, чем данные Ливермора [32]. В то же время  $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}(\gamma, 2n)$ , напротив, имеет величину, на  $\sim 15\%$  большую данных Сакле [23] и на  $\sim 20\%$  меньшую данных Ливермора [32]. Столь существенное расхождение оцененных сечений парциальных реакций, удовлетворяющих предложенным критериям достоверности, и экспериментальных сечений, не удовлетворяющих этим критериям, делает целесообразным пересмотр оценок многих физических эффектов, которые зависят от величин и соотношения сечений парциальных реакций. Так, например, отношение оцененных значений  $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 1n)$ , которое играет важную роль в оценке вероятностей разных физических процессов, прежде всего соотношения прямых и статистических процессов при распаде высоковозбужденных состояний ГДР, для ядра  $^{159}\text{Tb}$  оказывается на 30% отличающимся от соответствующих оценок, базирующихся на тех или иных экспериментальных данных [23, 37].





**Рис. 6.** Сечения парциальных и полной (5) реакций  $(\gamma, xn)$  (а),  $(\gamma, sn)$  (б),  $(\gamma, 1n)$  (в),  $(\gamma, 2n)$  (г),  $(\gamma, 3n)$  (д) на ядре  $^{181}\text{Ta}$ , оцененные [28] с помощью ЭТМ ( $\bullet$ ), в сравнении с результатами экспериментов ( $\blacktriangle$  — [19],  $\blacksquare$  — [23]).

В то же время было показано [38], что оцененные с помощью ЭТМ сечения парциальных реакций согласуются с результатами альтерна-

тивных активационных экспериментов, в которых идентификация реакций с различным количеством вылетающих нейтронов осуществляется по конечному ядру. Так, было установлено, что для ядра  $^{181}\text{Ta}$  отношение интегральных сечений  $\sigma_{\text{инт}}(\gamma, 2n)/\sigma_{\text{инт}}(\gamma, 1n)$  по сравнению с результатом оценки (0.49) очевидно переопределено (0.67) в работе [32] и недоопределено (0.36) в работе [23]. Аналогичное расхождение наблюдается и для отношений выходов реакций  $Y(\gamma, 2n)/Y(\gamma, 1n)$ : соответственно, экспериментальные значения 0.42 и 0.24 по сравнению с оцененным значением 0.33, которое хорошо согласуется с результатом активационного эксперимента (0.34). В работе [38] было показано, что оцененные в рамках ЭТМ с учетом объективных физических критериев достоверности данных сечения реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на ядре  $^{209}\text{Bi}$  также согласуются с результатами измерения выходов этих реакций в активационном эксперименте с помощью идентификации их конечных ядер  $^{208}\text{Bi}$  и  $^{207}\text{Bi}$  соответственно.

В этой связи представляет интерес сравнение оцененных сечений парциальных реакций с результатами экспериментов, использующих регистрацию фотонейтронов в режиме совпадений, проведение которых сопряжено с большими трудностями в связи с достаточно малыми величинами сечений фотоядерных реакций.

В последнее время начинают развиваться исследования сечений парциальных реакций на пучках фотонов нового типа, например, полученных в результате обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов на пучке мощного лазера. Такие эксперименты выполняются в университете Конан и на установке NewSubaru в Японии. Аналогичные эксперименты планируется проводить на создаваемой в Румынии установке ELI-NP, которая должна иметь пучок моноэнергетических фотонов очень высокого качества. Использование на таких пучках детекторов нейтронов нового типа, обладающих слабо зависящей от энергии функцией эффективности [39], позволяет надеяться на прямое достоверное измерение множественности фотонейтронов из разных парциальных реакций.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании сказанного современный статус фотоядерных данных может быть охарактеризован следующим образом.

Экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций для большого числа ядер, полученные в экспериментах с разными источниками фотонов (квазимоноэнергетические аннигиляционные фотоны и тормозное  $\gamma$ -излучение электронов) с помощью разных методов (разделение

нейтронов по множественности и внесение коррективов в сечение реакции выхода нейтронов), вызывают серьезные сомнения с точки зрения их достоверности, поскольку в широких областях энергии не удовлетворяют объективным физическим критериям. Причиной являются существенные систематические погрешности сечений парциальных реакций, обусловленные недостатками методов их получения.

Оцененные в рамках ЭТМ сечения парциальных реакций, свободные от упомянутых недостатков и удовлетворяющие объективным физическим критериям достоверности, существенно расходятся с экспериментальными данными, полученными с помощью разделения нейтронов по множественности. Существенное расхождение оцененных и экспериментальных сечений ставит вопрос о целесообразности пересмотра оценок многих физических эффектов, которые зависят от величин и соотношения сечений парциальных реакций, и проведения новых современных экспериментов, свободных от обсуждаемых недостатков экспериментов, выполненных ранее.

При этом оцененные в рамках ЭТМ сечения парциальных реакций согласуются с результатами немногочисленных альтернативных активационных экспериментов, которые не зависят от недостатков экспериментального разделения нейтронов по множественности.

Большой интерес в связи с обсуждаемыми проблемами достоверности фотоядерных данных вызывают данные, которые могут быть получены на пучках фотонов нового типа, прежде всего полученных в результате обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов на пучке мощного лазера. Использование в таких экспериментах детекторов нейтронов нового типа, обладающих слабо зависящей от энергии функцией эффективности, позволяет надеяться на прямое достоверное определение множественности фотонейтронов из разных парциальных реакций.

Авторы выражают благодарность В.Н. Орлину, Н.Н. Пескову, М.Е. Степанову за помощь в получении и представлении данных.

Работа была поддержана грантом РФФИ № 13-02-00124 и поддерживается Координационным исследовательским проектом № F41032 (исследовательский контракт № 20501) Международного агентства по атомной энергии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Otsuka and S. Dunaeva, INDC(NDS)-0401, IAEA (Vienna, Austria, 2010).
2. N. Otsuka *et al.*, Nucl. Data Sheets **120**, 272 (2014).
3. База данных по ядерным реакциям (EXFOR) (Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ), <http://cdf.e.sinp.msu.ru/exfor/index.php>; Nuclear Data Section Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), IAEA, <http://www-nds.iaea.org/exfor>; Database CSISRS and EXFOR, Experimental Nuclear Reaction Data (USA National Nuclear Data Center), <http://www.nndc.bnl.gov/exfor00.htm>
4. E. G. Fuller and H. Gerstenberg, *Photonuclear Data—Abstracts Sheets 1955–1982* (National Bureau of Standards, USA, 1983).
5. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables **38**, 199 (1988).
6. B. L. Berman and S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47**, 713 (1975).
7. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1999).
8. V. V. Varlamov, N. N. Peskov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(CCP)-440, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2004), p. 37.
9. V. V. Varlamov and B. S. Ishkhanov, INDC(CCP)-433, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2002).
10. E. Wolyneć, A. R. V. Martinez, P. Gouffon, *et al.*, Phys. Rev. C **29**, 1137 (1984).
11. E. Wolyneć and M. N. Martins, Rev. Brasil. Fis. **17**, 56 (1987).
12. B. L. Berman, R. E. Pywell, S. S. Dietrich, *et al.*, Phys. Rev. C **36**, 1286 (1987).
13. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, ВАНИТ. Сер.: Ядерные константы, № 1–2, 48 (2003).
14. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, ЭЧАЯ **35**, 858 (2004) [Phys. Part. Nucl. **35**, 459 (2004)]
15. *Handbook on Photonuclear Data for Applications, Cross Sections and Spectra*, IAEA-TECDOC-1178, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2000).
16. S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, and R. R. Harvey, Phys. Rev. **133**, B1149 (1964).
17. B. L. Berman, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, *et al.*, Phys. Rev. **162**, 1098 (1967).
18. S. C. Fultz, B. L. Berman, J. T. Caldwell, *et al.*, Phys. Rev. **186**, 1255 (1969).
19. R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, G. F. Auchampaugh, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **129**, 2723 (1963).
20. 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)].
21. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трошиев, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 884 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74**, 842 (2010)].
22. A. Leprière, H. Beil, R. Bergère, *et al.*, Nucl. Phys. A **219**, 39 (1974).
23. R. Bergère, H. Beil, and A. Veysseyre, Nucl. Phys. A **121**, 463 (1968).
24. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
25. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. Atom. Nucl. **71**, 493 (2008)].

26. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and V. V. Varlamov, EPJ Web Conf. **38**, 12003 (2012).
27. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **75**, 1414 (2012) [Phys. Atom. Nucl. **75**, 1339 (2012)].
28. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **76**, 1484 (2013) [Phys. Atom. Nucl. **76**, 1403 (2013)].
29. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, К. А. Стопани, ЯФ **77**, 1563 (2014) [Phys. Atom. Nucl. **77**, 1491 (2014)].
30. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, Eur. Phys. J. A **50**, 114 (2014).
31. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 599 (2014) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **78**, 412 (2014)].
32. R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **133**, B869 (1964).
33. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, and V. V. Varlamov, ЭЧАЯ (2017), в печати [Phys. Part. Nucl. (2016), in print].
34. Ю. И. Сорокин, Б. А. Юрьев, ЯФ **20**, 233 (1975) [Sov. J. Nucl. Phys. **20**, 123 (1975)].
35. Ю. И. Сорокин, Б. А. Юрьев, Изв. АН СССР. Сер. физ. **39**, 114 (1975) [Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. **39**, 98 (1975)].
36. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, М. А. Макаров, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 351 (2016) [Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. **80**, 317 (2016)].
37. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трошиев, ЯФ **75**, 283 (2012) [Phys. Atom. Nucl. **75**, 253 (2012)].
38. S. S. Belyshev, D. M. Filipescu, I. Gheoghe, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, K. A. Stopani, O. Tesileanu, and V. V. Varlamov, Eur. Phys. J. A **51**, 67 (2015).
39. I. Gheorghe, D. Filipescu, S. Katayama, H. Utsunomiya, S. S. Belyshev, V. V. Varlamov, T. Shima, S. Amano, and S. Miyamoto, *ND2016 Programme & Abstract Book, 11–16 Sept. 2016, Bruges, Belgium* (Joint Research Centre, European Commission, 2016), p. 307.

## MODERN STATUS OF PHOTONUCLEAR DATA

V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov

Using the data for many medium and heavy nuclei ( $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{80}\text{Se}$ ,  $^{90,91,94}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{112-124}\text{Sn}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{186-192}\text{Os}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ) the reliability of the experimental cross sections of partial photoneutron reactions ( $\gamma, 1n$ ), ( $\gamma, 2n$ ), and ( $\gamma, 3n$ ) obtained using the beams of quasimonoenergetic annihilation photons and bremsstrahlung is analyzed. The ratios of the definite partial reaction cross sections to the cross section of neutron yield reaction  $F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn)$  were used as data reliability criteria. In accordance to the definition their positive values should not exceed the upper limits 1.00, 0.50, 0.33, ... for  $i = 1, 2, 3, \dots$ , correspondingly. Clear correlations between unreliable  $F_i$  values and physically forbidden negative partial reaction cross sections were found for many nuclei and various energy ranges. It was shown that the main reasons for that are significant systematic uncertainties of the methods for photoneutron multiplicity determination. New partial reaction cross sections were evaluated using the experimental–theoretical method ( $\sigma^{\text{eval}}(\gamma, in) = F_i^{\text{theor}}(\gamma, in) \times \sigma^{\text{exp}}(\gamma, xn)$ ) and ratios  $F_i^{\text{theor}}(\gamma, in)$  calculated in the frame of the Combined model of Photonuclear Reactions. It was shown that the evaluated cross sections noticeably disagree with the results of many experiments carried out using the method of neutron multiplicity sorting but at the same time agree with the results of alternative activation experiments. The perspectives of partial photoneutron reaction cross section reliable data determination without using neutron multiplicity sorting are under discussion.