

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. Ломоносова

---

Научно-исследовательский институт ядерной физики  
имени Д.В. Скобельцына

На правах рукописи

Давыдов Александр Иванович

**НОВЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ,  
ОЦЕНЕННЫЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФИЗИЧЕСКИХ  
КРИТЕРИЕВ ДОСТОВЕРНОСТИ**

Специальность 1.3.15

Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
профессор Варламов Владимир Васильевич

Москва - 2023

## Оглавление

Введение . . . . .	4
<b>Глава 1. Особенности получения сечений парциальных фотонейтронных реакций при использовании пучков квазимоноэнергетических фотонов . . . . .</b>	<b>26</b>
1.1 Прямой метод определения сечений парциальных реакций . . . . .	28
1.2 Экспериментальный метод разделения фотонейтронов по множественности на основе данных об их энергиях . . . . .	29
1.2.1 Определение энергий фотонейтронов с помощью газоразрядных счетчиков в замедлителе . . . . .	30
1.2.2 Измерение энергий нейтронов с помощью сцинтилляционного детектора . . . . .	32
<b>Глава 2. Систематические погрешности метода разделения фотонейтронов по множественности . . . . .</b>	<b>34</b>
<b>Глава 3. Метод получения достоверной информации о сечениях парциальных фотонейтронных реакций . . . . .</b>	<b>44</b>
3.1 Объективные физические критерии достоверности сечений реакций . . . . .	44
3.2 Экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций . . . . .	50
<b>Глава 4. Новые оцененные сечения парциальных и полных реакций . . . . .</b>	<b>58</b>
4.1 Сечения реакций для ядер $^{76,78,80,83}\text{Se}$ , $^{89}\text{Y}$ , $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ , $^{103}\text{Rh}$ , $^{165}\text{Ho}$ , полученные с учетом систематических погрешностей, обусловленных неоднозначностью разделения фотонейтронов по множественности на основе данных об их энергиях . . . . .	58
4.2 Сечения реакций для ядер $^{51}\text{V}$ , $^{59}\text{Co}$ , $^{58,60}\text{Ni}$ , $^{63,65}\text{Cu}$ , полученные с учетом систематических погрешностей, обусловленных отсутствием учета вклада фотопротонной реакции $(\gamma, 1n1p)$ . . . . .	71
4.3 Сечения реакций для ядер $^{206,207}\text{Pb}$ и систематические погрешности сечений реакций для ядер $^{75}\text{As}$ , $^{127}\text{I}$ , $^{181}\text{Ta}$ , $^{206,207,208}\text{Pb}$ , обусловленные потерей части нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ . . . . .	79

4.4	Новые оцененные сечения и результаты экспериментов, выполненных с помощью методов, альтернативных методу разделения нейтронов по множественности . . . . .	86
4.4.1	Данные для ядер $^{181}\text{Ta}$ , $^{197}\text{Au}$ и $^{209}\text{Bi}$ , полученные с помощью активационного метода на пучках тормозного $\gamma$ -излучения . . . . .	86
4.4.2	Данные для ядер $^{159}\text{Tb}$ , $^{197}\text{Au}$ и $^{209}\text{Bi}$ , полученные на пучках фотонов обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения на релятивистских электронах . . .	89
4.5	Некоторые физические следствия расхождений оцененных и экспериментальных сечений реакций . . . . .	92
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>102</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>		<b>103</b>
<b>Приложения . . . . .</b>		<b>114</b>
1.	Комбинированная модель фотоядерных реакций . . . . .	114
2.	Интегральные характеристики новых оцененных сечений реакций и разделы международной базы данных по ядерным реакциям .	120
3.	Программное обеспечение для расчета числовых значений отношений $F_{1,2,3}$ и оцененных сечений $\sigma^{\text{оцен}}$ парциальных реакций и их использования в алгоритмах оценки . . . . .	124

## Введение

Диссертация посвящена решению проблем, давно известных специалистам и остающихся до сих пор весьма актуальными - проблем достоверности результатов фотоядерных экспериментов, прежде всего - сечений фотоядерных реакций. Подавляющее большинство сечений таких реакций получено в 60-80-х годах прошлого века, новые данные практически отсутствуют. Данные разных экспериментов представлены в различных Атласах и обзорах, включены в международные базы данных и широко используются в фундаментальных ядерно-физических исследованиях и разнообразных приложениях. Основное количество наиболее востребованных данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций получено в экспериментах, выполненных в двух лабораториях США и Франции. Значительные (до 100% величины) расхождения по абсолютной величине данных обеих лабораторий, которые определенно являются систематическими (сечения одних реакций имеют большие величины в одной лаборатории, тогда как сечения других реакций - в другой), представляют собой существо проблем, рассматриваемых в настоящей работе. При столь существенных и разнонаправленных расхождениях весьма актуальным является вопрос о том, какие именно результаты являются достоверными и являются ли эти результаты достоверными в целом. Ранние специальные исследования таких расхождений не являлись системными и опирались лишь на сравнение результатов разных экспериментов между собой, что делало результаты таких исследований весьма ограниченными и зависящими от способа получения данных. Как результат предлагавшиеся для согласования результатов разных экспериментов рекомендации оказывались непоследовательными и противоречивыми: уменьшение расхождений для одних реакций сопровождалось увеличением расхождений для других. В настоящей работе решение проблем существенных систематических расхождений экспериментальных сечений фотонейтронных реакций основывается на использовании объективных физических достаточно универсальных критериев достоверности данных, не зависящих от способов их получения.

### **Актуальность темы исследования**

Исследования, которым посвящена работа, являются весьма актуальными, поскольку фотоядерные (в первую очередь - наиболее распростра-

ненные фотонейтронные) реакции занимают особое место среди огромного разнообразия ядерных реакций, используемых для получения детальных сведений о строении атомного ядра и изучения механизмов ядерных реакций, что было и остается одной из основных задач экспериментальных исследований в области ядерной физики. Анализ сечений реакций - энергетических зависимостей вероятностей взаимодействия с ядром пробных частиц - позволяет получать различного рода информацию о самых разных характеристиках ядра в целом и отдельных его состояниях, а также о механизмах ядерных реакций. Среди разнообразных ядерных реакций фото-ядерные реакции, то есть процессы взаимодействия с ядром гамма-квантов низких и средних (до 50 МэВ) энергий, вызванные электромагнитными взаимодействиями, занимают особое место. Это обусловлено тем, что такие реакции протекают за счёт электромагнитного поля, свойства которого хорошо изучены, и механизм передачи энергии от налетающего  $\gamma$ -кванта исследуемому ядру известен точно. В фотоядерных реакциях проще, чем в реакциях под действием нейтронов, заряженных частиц или тяжелых ионов, отделить эффекты структуры ядра от механизмов его возбуждения.

### **Степень разработанности темы исследований**

Достоверность сечений фотонейтронных реакций рассматривалась ранее в некоторых сравнительных исследованиях, не имевших системного характера, результаты которых были неоднозначными и во многом противоречащими друг другу. Выполненная работа представляет собой законченное исследование достоверности экспериментальных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, полученных с помощью метода разделения нейтронов по множественности для 22 ядер ( $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{206,207}\text{Pb}$ ). Основными результатами работы являются новые оцененные сечения парциальных реакций, удовлетворяющие объективным физическим критериям достоверности данных.

### **Предмет и объект исследований.**

Предмет исследований – существенные расхождения результатов разных фотоядерных экспериментов. Объекты исследований – систематические погрешности сечений фотонейтронных реакций, выявляемые при использовании физических критериев достоверности.

### **Цели и задачи работы**

Основными целями и задачами диссертационной работы являлись следующие:

- анализ с использованием физических критериев достоверности экспериментальных сечений парциальных фотонейтронных реакций на 22 ядрах;
- дополнение экспериментально-теоретического метода оценки достоверных сечений реакций детальным анализом разностей между оцененными и экспериментальными сечениями, позволяющим определять причины их систематических погрешностей;
- оценка с помощью экспериментально-теоретического метода новых сечений реакций, свободных от систематических погрешностей экспериментальных сечений;
- включение новых оцененных сечений фотонейтронных реакций в фонд международной электронной базы данных по ядерным реакциям.

### **Научная новизна работы.**

Проанализированы систематические расхождения результатов разных фотоядерных экспериментов вне зависимости от способов их получения. С помощью экспериментально-теоретического метода оценки получены новые сечения парциальных фотонейтронных реакций для 22 ядер, удовлетворяющие физическим критериям достоверности данных, определены причины проявляющихся в них систематических погрешностей. Новые оцененные сечения реакций позволяют существенно продвинуться в решении проблемы систематических расхождений результатов разных фотонейтронных экспериментов.

### **Теоретическая и практическая значимость**

Новые оцененные достоверные сечения фотонейтронных реакций являются важными для широкого класса исследований процессов взаимодействия  $\gamma$ -квантов с ядрами и имеют большую практическую значимость: будучи включены в международную электронную базу данных по ядерным реакциям, они используются в исследованиях и разнообразных приложениях. Расхождения оцененных и экспериментальных сечений реакций ставят на повестку дня вопрос о достоверности многих оценок физических эффектов, выполненных на основе экспериментальных сечений. Примененный подход и полученные результаты могут использоваться при анализе достоверности данных по другим ядерным реакциям, в тех случаях, когда расхождения экспериментальных данных существенно превосходят их статистические точности. Полученные результаты могут быть использованы в таких организациях, как НИИЯФ МГУ, ОИЯИ, ИЯИ РАН, РФЯЦ ВНИИЭФ, в других

российских и международных ядерно-физических научных центрах, а также в курсах общей ядерной физики университетов и других учебных заведений.

### **Методология и методы исследования**

Достоверные сечения фотонейтронных реакций, удовлетворяющие объективным физическим критериям, получены с помощью экспериментально-теоретического метода оценки, в котором используются экспериментальные данные и результаты теоретических расчетов, не зависящие от проблем экспериментального разделения фотонейтронов по множественности.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Расхождения результатов разных экспериментов обусловлены присутствием в них систематических погрешностей разных типов.
2. Экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций, полученные с помощью метода разделения нейтронов по множественности, физическим критериям достоверности не удовлетворяют.
3. Экспериментально-теоретический метод оценки позволяет получить достоверные сечения парциальных реакций.
4. Новые оцененные сечения реакций для ядер  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{206,207}\text{Pb}$  удовлетворяют физическим критериям.

### **Достоверность и обоснованность результатов**

Достоверность полученных результатов обеспечивается:

- строгостью использованных физических критериев достоверности;
- использованием результатов теоретических расчетов в рамках хорошо протестированной модели;
- согласием оцененных сечений с данными, полученными методами, в которых разделение реакций разной множественности осуществляется достоверно.

### **Апробация работы**

Результаты, полученные в данной работе, были доложены на:

- международных конференциях “International Conference on Nuclear Data for Science and Technology” ND2016 (Бельгия, Брюгге), ND2019 (Китай, Пекин);
- международных конференциях по структуре ядра и ядерной спектроскопии (2015 - Минск; 2016 - Саров; 2017 - Алма-Ата; 2018 - Воронеж; 2019 - Дубна, 2020, 2021 - Санкт-Петербург, 2022 - Москва);
- конференциях «Ломоносовские чтения», 2016, 2019, 2022 гг.;
- конференциях «Ломоносов», 2017; 2018 гг.;
- конференциях «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», 2019, 2020, 2021 гг.

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 20 статьях в рецензируемых журналах, индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus [1–20] («Physical Review C», «European Physical Journal A», «EPJ Web of Conferences», «American Journal of Physics and Applications», «Ядерная физика», «Известия РАН, серия физическая»), а также - в 3 статьях в журнале «Вестник Московского Университета, Серия 3. Физика, Астрономия» [21–23].

### **Общая характеристика работы**

По своим основным характеристикам реакции под действием гамма-квантов имеют существенное отличие от реакций, вызываемых другими налетающими частицами. Для процессов с участием нейтронов, протонов и других заряженных частиц характерно возрастание сечения (функции возбуждения) реакции с увеличением энергии налетающих частиц. Наиболее характерной особенностью электромагнитных взаимодействий является наличие высокоэнергетичных коллективных ядерных возбуждений, проявляющихся в сечениях разных реакций в виде мощных и широких максимумов. Такие максимумы были обнаружены в энергетических зависимостях сечений разных фотоядерных реакций практически для всех исследованных стабильных атомных ядер (за исключением легчайших из них, таких как дейтрон, тритон, ядра  $^4\text{He}$  и некоторые другие). Самый значительный из таких мощных и широких максимумов, обусловленный преимущественным поглощением электрических дипольных ( $E1$ )  $\gamma$ -квантов, был предсказан в 1945 г. академиком А. Б. Мигдалом [24] как результат коллективного колебания всех протонов ядра относительно всех нейтронов в поле электромагнитной волны налетающего фотона и назван гигантским дипольным резонансом (ГДР). Экспериментально ГДР был открыт в 1947 г. Дж. К. Болдвинным и Дж. С. Клайбером [25], а его первое теоретическое описание было дано в 1948 г. в работе М. Гольдхабера и Е. Теллера [26]. С начала первых исследований реакций под



действием гамма-квантов накоплен огромный экспериментальный материал по фоторасщеплению практически всех известных стабильных ядер [27–30]. Были определены [31] основные параметры ГДР (энергетическое положение, амплитуда и ширина), установлены зависимости этих параметров от характеристик ядер-мишеней, в первую очередь, от их зарядовых ( $Z$ ) и массовых чисел ( $A$ ).

Природа гигантских резонансов в сечениях фотоядерных реакций получила свое первое объяснение в рамках различных теоретических моделей [24, 32–35]. Исследование природы и свойств ГДР сыграло выдающуюся роль в становлении современных представлений о структуре и динамике атомного ядра. Однако уже в середине 50-х годов было обнаружено, что ГДР не может быть интерпретирован только в рамках базиса частично-дырочных  $1p1h$ -возбуждений, поскольку не может быть сведен к 1-2 выделенным состояниям. Был предложен целый ряд эффектов коллективизации ядерных состояний (эффекты, обусловленные деформацией ядер, конфигурационное расщепление ГДР, изоспиновое расщепление ГДР, и др.), которые способствуют разбросу дипольных состояний по энергии и формированию большой ширины ГДР. Все последующее развитие физики атомного ядра было в значительной степени связано с изучением коллективных состояний ядер, их роли в различных реакциях, с исследованиями взаимодействий с одночастичными степенями свободы, мод распада и т.д. Для изучения особенностей формирования и распада ГДР, анализа соответствия наблюдаемых характеристик сечений реакций предсказаниям различных моделей необходима, прежде всего, точная, надежная и достоверная информация о сечениях (энергетических зависимостях функций возбуждения) не только, точнее не столько реакций фотопоглощения или полных фотонейтронных реакций, сколько парциальных реакций, вызываемых фотонами, таких, как  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и более сложных.

В этой связи с появлением в середине прошлого века достаточно интенсивных источников ускоренных электронов, торможение которых в специальных мишенях приводит к испусканию тормозного  $\gamma$ -излучения, во многих лабораториях мира начались интенсивные исследования фотоядерных реакций. Эксперименты данного типа имеют существенный недостаток с точки зрения возможностей получения информации о сечениях реакций. Спектр фотонов тормозного  $\gamma$ -излучения, приведенный на Рисунке 1 (б), является сплошным.

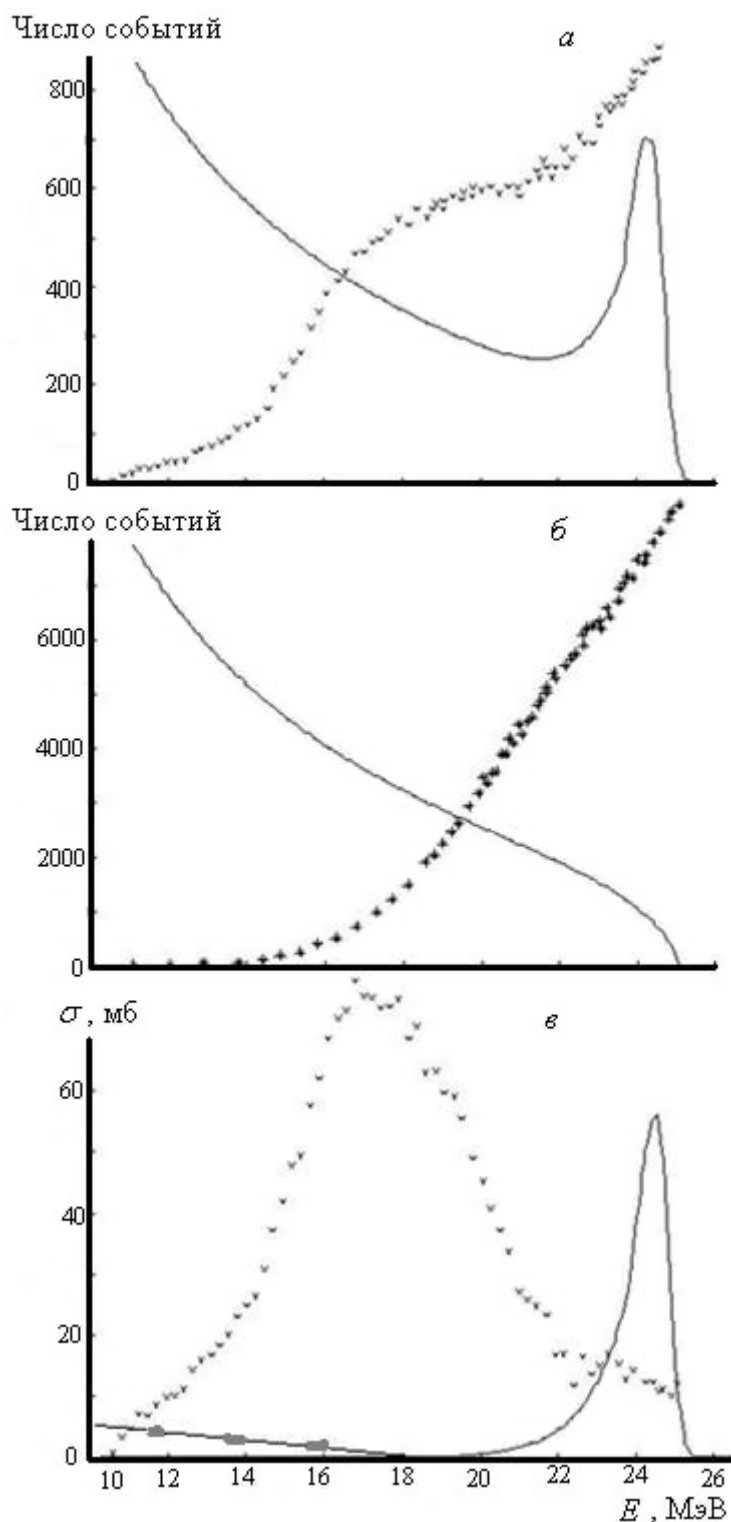


Рисунок 1. Эффективные спектры фотонов (линии) и выходы (кресты) реакции  ${}^{63}\text{Cu}(\gamma, 1n){}^{62}\text{Cu}$  на разных этапах эксперимента с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами [36].

В связи со сплошной формой спектра фотонов непосредственное измерение сечения реакции оказывается невозможным. Экспериментально измеряется не искомое сечение реакции  $\sigma(E)$ , а ее выход  $Y(E_{jm})$ , представляющий собой проинтегрированный по энергии  $E$  результат перемножения (свертки)

искомого сечения реакции и фотонного спектра  $W(E_{jm}, E)$

$$Y(E_{jm}) = \frac{N(E_{jm})}{\varepsilon D(E_{jm})} = \alpha \int_{E_{th}}^{E_{jm}} W(E_{jm}, E) \sigma(E) dE, \quad (1)$$

где  $\sigma(E)$  - значение при энергии фотонов  $E$  сечения реакции с порогом  $E_{th}$ ;

$W(E_{jm}, E)$  - спектр тормозного  $\gamma$ -излучения с верхней границей  $E_{jm}$ ;

$N(E_{jm})$  - число событий реакции;

$D(E_{jm})$  - доза  $\gamma$ -излучения;

$\varepsilon$  - эффективность детектора;

$\alpha$  - нормировочная константа.

В эксперименте такого типа информация об искомом сечении  $\sigma(E)$  реакции может быть получена лишь в результате решения обратной задачи восстановления (развертки) этого сечения из ее выхода  $Y(E_{jm})$ , измеряемого для  $m$  значений максимальной энергии спектра  $W(E_{jm}, E)$ . Для решения интегрального уравнения обратной задачи (1) было разработано несколько специальных математических методов, позволяющих интерпретировать эффективный спектр фотонов, вызывающих реакцию (т.е. аппаратную функцию эксперимента), как в определенной степени квазимоноэнергетический, то есть имеющий форму, в той или иной мере близкую к гауссиану, и относительно небольшую ширину. Наибольшее распространение получили такие методы, как «метод разности фотонов», «метод обратной матрицы», «метод наименьшей структуры» Кука, метод Пенфолда-Лейсса, «метод регуляризации» Тихонова, метод редукции [37].

Кроме того, эксперименты на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения имеют серьезный недостаток с точки зрения получения информации о сечениях наиболее востребованных парциальных реакций, то есть реакций с образованием разного количества конкретных продуктов, нейтронов в случае фотонейтронных реакций -  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,... В связи с тем, что детектирование продуктов реакций в таких экспериментах проводится во время действия импульса ускорителя, а спектр тормозного  $\gamma$ -излучения от ускоренных электронов является сплошным, в области энергий фотонов, превышающих энергетические пороги нескольких парциальных реакций, может быть определена лишь сумма сечений конкурирующих реакций с весами множественности нейтронов, а сами сечения парциальных реакций аппаратно (непосредственно в эксперименте) не могут быть разделены.

Поскольку при этом используется метод прямого детектирования определенных продуктов, например, нейтронов, образующихся в реакциях различной множественности, доступным для определения оказывается лишь сечение выхода нейтронов

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

в которое сечения парциальных реакций входят с множителями, соответствующими множественности реакции. Для извлечения из этого сечения информации о сечениях парциальных реакций используется специальная техника внесения в него поправок, рассчитанных по статистической теории. Такие поправки позволяют выделить вклад сечения реакции  $(\gamma, 2n)$ , которое, в свою очередь, при использовании соответствующих разностных процедур позволяет определить и вклады сечений реакций иной множественности. Такой сложный многошаговый метод определения сечений парциальных реакций является причиной того, что экспериментов, в которых были определены не только сечения выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , но и сечения отдельных парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,... , весьма невелико.

Очевидные недостатки процедуры определения сечения фотоядерной реакции по измеренному выходу (необходимось развертки - решения обратной задачи (1)) и трудности процедуры определения сечений парциальных реакций в таких экспериментах с самого начала исследований фотоядерных реакций послужили (и служат до сих пор) причиной поиска альтернативных способов определения сечений реакций. В основе таких методов лежат, во-первых, «аппаратное» получение пучков квазимоноэнергетических фотонов, спектр которых в определенной степени может быть отнесен к достаточно узкой области энергий, и, во-вторых, развитие методов «прямого» определения сечений парциальных реакций.

Наиболее широкое распространение из известных «аппаратных» методов квазимонохроматизации фотонов получил метод аннигиляции на лету ускоренных позитронов. Суть метода состоит в использовании эффекта направленного испускания моноэнергетичных фотонов при аннигиляции релятивистских позитронов, реализованного на пучках электронных линейных ускорителей. Абсолютное большинство данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций было получено в Лоуренсовской Ливерморской национальной лаборатории (National Lawrence Livermore Laboratory) США в Ливерморе и Центре ядерных исследований Франции (France Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay) в Сакле [38, 39]. В приблизительно равных количествах в этих двух лабораториях были получены сечения полных и парциальных фотонейтронных реакций практически для всех известных стабильных ядер. «Прямой» метод определения сечений парциальных реакций при использовании таких фотонных пучков был основан на использовании соответствующей разности результатов измерения выходов реакций на позитронном и электронном пучках, позволяющей исключить влияние низкоэнергетического «хвоста» тормозного  $\gamma$ -излучения позитронов.

В экспериментах данного типа детектирование продуктов реакции осуществляется в промежутках между импульсами фотонов от линейного ускорителя электронов, с использованием специальных “slowing-down” детекторов, осуществляющих захват нейтронов, замедлившихся до тепловых энергий. По времени замедления определяются энергии нейтронов, образовавшихся

ся в реакциях, и в предположении о том, что нейтроны из реакции  $(\gamma, 1n)$  имеют энергии, большие, чем нейтроны из реакции  $(\gamma, 2n)$ , они разделяются по множественности, что позволяет «прямо» определять сечения парциальных реакций. Следует отметить, что детекторы, определяющие энергии нейтронов, в обеих лабораториях существенно различались. В Ливерморе использовалась система (несколько колец разного диаметра) большого количества газоразрядных  $^{10}\text{BF}_3$ -счетчиков, погруженных в парафиновый замедлитель. В Сакле и замедлителем и детектором служил жидкий сцинтиллятор, обогащенный ядрами  $^{160}\text{Gd}$ , имеющими большое сечение захвата тепловых нейтронов, заполнявший большой объем, просматриваемый большим количеством фотоэлектронных умножителей.

Как отмечалось выше, в обеих упомянутых выше лабораториях были получены сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  во многих случаях и  $(\gamma, 3n)$ , а также сечения полной фотонейтронной реакции

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

и сечения выхода нейтронов (2) для многих изотопов известных стабильных ядер от  $^3\text{H}$  до  $^{239}\text{Pu}$ , которые вошли в различные обзоры, Атласы [27, 29, 39] и международную электронную базу данных по ядерным реакциям [30]. В каждой из лабораторий получены данные для различных изотопов  $\sim 100$  ядер, для всех экспериментальных сечений опубликованы графики, данные по основным параметрам, интегральным сечениям, их различным моментам [39]. Параметры сечений реакций использованы для оценки большого количества разнообразных физических эффектов, например, таких, как соотношение прямых и статистических процессов при формировании и распаде состояний ГДР, исчерпывание дипольного правила сумм [38], для определения параметров изоспинового и конфигурационного расщепления ГДР ядер и других [40].

Однако уже после первых экспериментальных исследований было установлено, что относительно достоверности полученной информации о параметрах ГДР имеются серьезные проблемы. По мере накопления результатов, полученных в обеих лабораториях для одних и тех же ядер, было обнаружено, что соответствующие сечения реакций существенно отличаются друг от друга по абсолютной величине. Создание международной электронной базы данных по ядерным реакциям [30] позволило детально проанализировать числовую информацию по всем накопленным сечениям фотонейтронных реакций и установить полную систематику расхождений [40–42]. Оказалось, что для 19 ядер ( $^{51}\text{V}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ), исследованных в обеих лабораториях, сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  существенно (до 100% величины) отличаются друг от друга. При этом расхождения определенно являются систематическими, поскольку, как правило, сечения реакций  $(\gamma, 1n)$  имеют большие величины в Сакле, тогда

как сечения реакций  $(\gamma, 2n)$  - напротив, в Ливерморе. На Рисунке 2 и в Таблице 1. приведены отношения интегральных сечений  $R_{C/L}^{\text{инт}} = \sigma_C^{\text{инт}}/\sigma_L^{\text{инт}}$  отдельно для реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  Для упомянутых 19 ядер эти отношения имеют разброс от  $\sim 0.65$  до  $\sim 1.35$ , а их средние значения равны  $\langle R^{\text{инт}}(1n) \rangle \sim 1.08$  и  $\langle R^{\text{инт}}(2n) \rangle \sim 0.83$ .

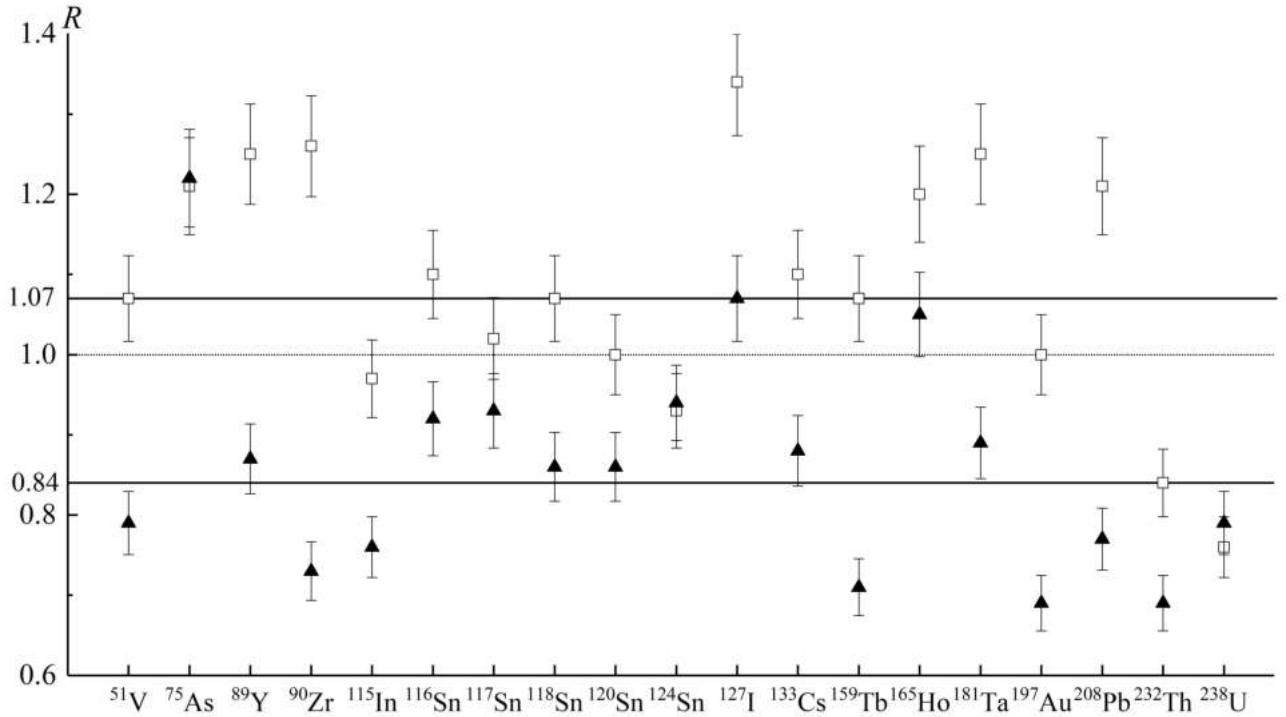


Рисунок 2. Систематика [40–42] значений отношений  $R_{C/L}^{\text{инт}}(1n)$  - квадраты и  $R_{C/L}^{\text{инт}}(2n)$  - треугольники, полученных по данным экспериментов, выполненных для 19 ядер как в Ливерморе, так и в Сакле.

Таблица 1. Систематика отношений величин интегральных сечений  $R_{C/L}^{\text{инт}}$  реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , рассчитанных в совпадающих областях энергий фотонов по данным, полученным, как в Ливерморе, так и в Сакле [40–42].

Ядро	$R_{C/L}^{\text{инт}}(1n)$	$R_{C/L}^{\text{инт}}(2n)$
$^{51}\text{V}$	1.07	0.79
$^{75}\text{As}$	1.21	1.22
$^{89}\text{Y}$	1.25	0.87
$^{90}\text{Zr}$	1.26	0.73
$^{115}\text{In}$	0.97	0.76
$^{116}\text{Sn}$	1.10	0.92
$^{117}\text{Sn}$	1.02	0.93
$^{118}\text{Sn}$	1.07	0.86
$^{120}\text{Sn}$	1.00	0.86
$^{124}\text{Sn}$	0.93	0.94
$^{127}\text{I}$	1.34	1.07
$^{133}\text{Cs}$	1.10	0.88
$^{159}\text{Tb}$	1.07	0.71
$^{165}\text{Ho}$	1.20	1.05
$^{181}\text{Ta}$	1.25	0.89
$^{197}\text{Au}$	1.00	0.69
$^{208}\text{Pb}$	1.21	0.77
$^{232}\text{Th}$	0.84	0.69
$^{238}\text{U}$	0.76	0.79
$\langle R^{\text{инт}}(1n) \rangle$	1.08	
$\langle R^{\text{инт}}(2n) \rangle$		0.83

Столь существенные и разнонаправленные расхождения результатов, полученных в обеих лабораториях, делают весьма актуальным вопрос о том, какие именно данные являются достоверными (и являются ли они таковыми вообще) и должны использоваться в исследованиях и приложениях для оценки тех или иных физических эффектов. Так, например, расхождение энергетической зависимости сечения реакции с испусканием одного нейтрона с предсказаниями статистической модели, может служить доказательством проявления процессов прямого выбивания нейтронов  $\gamma$ -квантами из ядра, их конкуренции с процессами коллективизации ядерных состояний. Однако без представления о том, какое именно сечение парциальной реакции является достоверным, оценка величины такого эффекта весьма затруднительна. Не могут быть достоверно исследованы и такие эффекты, как конфигурационное или изоспиновое расщепление ГДР, изучены механизмы реакций, в особенности многочастичных, выявлена роль эффектов кластеризации в процессах фоторасщепления легких ядер, оценены параметры взаимодействия в конечном состоянии и т. д. Обоснованность заключений относительно таких физических эффектов в значительной степени зависит от того, с какой точностью и достоверностью определяется сечение реакции  $(\gamma, 1n)$  в той области энергий налетающих фотонов, где энергетически возможна и реакция  $(\gamma, 2n)$ , то есть в которых парциальные реакции конкурируют между собой. В силу различных обстоятельств, основные из которых будут рассмотрены ниже, данные по реакциям  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  оказываются взаимно связанными и влияющими друг на друга.

Следует отметить, что соотношения сечений реакций с испусканием одного или более нейтронов, прежде всего, таких как  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , как и сами сечения реакций, представляют большой интерес и для разнообразных приложений. Сечения парциальных реакций и их соотношения активно используются в таких областях науки и техники, как собственно ядерная физика, ядерная энергетика, астрофизика, ядерные аспекты химии, геологии, биологии, медицины, методы неразрушающего контроля, физика высоких энергий (мониторинг встречных пучков современных коллайдеров) и многих других.

Поскольку абсолютное большинство наиболее востребованных экспериментальных данных по сечениям парциальных, фотонейтронных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  было получено в Ливерморе и Сакле [27–30, 38, 39], именно они стали предметом нескольких специальных исследований расхождений между ними [43–45]. Однако, эти исследования расхождений данных по сечениям парциальных реакций основывались только на сравнении данных, полученных в обеих лабораториях, не носили системного характера, в результате чего выработанные рекомендации во многих случаях противоречили друг другу: поскольку обсуждаемые расхождения являются разнонаправленными, уменьшение расхождений по одним реакциям естественно приводило к увеличению расхождений для других.



В этой связи особую актуальность приобрели методы анализа достоверности экспериментальных данных, основанные на объективных физических критериях, не зависящих от особенностей конкретных условий получения данных по сечениям реакций разными методами. В качестве таких критериев были предложены [46, 47] отношения сечений парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  к сечениям выхода нейтронов

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

позволяющие относительно просто и универсально делать заключения о присутствии (или отсутствии) в экспериментальных сечениях систематических погрешностей. С помощью таких критериев было показано, что в случаях многих ядер, исследованных и в обеих лабораториях и только в одной из них, экспериментальные сечения парциальных реакций физическим критериям достоверности не удовлетворяют, поскольку содержат существенные систематические погрешности метода экспериментального разделения фотонейтронов по множественности. С целью выработки представлений о том, как именно должны выглядеть достоверные (удовлетворяющие объективным физическим критериям достоверности) сечения парциальных фотонейтронных реакций был предложен [46, 47] экспериментально-теоретический метод оценки таких сечений

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \times \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn). \quad (5)$$

Метод основан на совместном использовании экспериментальных данных только о сечении выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ , практически не зависящего от проблем экспериментального определения множественности нейтронов, поскольку оно включает в себя вклады нейтронов от всех парциальных реакций, и отношений  $F_i^{\text{теор}}$ , определенных по результатам расчета сечений парциальных реакций в Комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР, подробное описание приведено в Приложении 1) [48, 49], которые также не зависят от этих проблем.

Для большого количества средне-тяжелых ядер ( $^{115}\text{In}$ ,  $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{139}\text{La}$ ,  $^{140,142}\text{Ce}$ ,  $^{141}\text{Pr}$ ,  $^{145,148}\text{Nd}$ ,  $^{153}\text{Eu}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{160}\text{Gd}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{186}\text{W}$ ,  $^{186,188,190,192}\text{Os}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ ), в число которых входили и ядра из списка 19, перечисленных выше, данные для которых (Рисунок 1, Таблица 1) были получены как в Ливерморе, так и в Сакле, были оценены (например, [46, 47, 50–54]) достоверные сечения полных и парциальных фотонейтронных реакций, свободные от систематических погрешностей экспериментальных данных, полученных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности. На основании сравнения оцененных и экспериментальных сечений парциальных реакций для указанных выше ядер было установлено следующее:

- экспериментальные сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и

$(\gamma, 3n)$ , полученные в Ливерморе и Сакле, в той или иной степени не соответствуют объективным физическим критериям достоверности;

- обнаруженные расхождения обусловлены проявлением в результатах экспериментов систематических погрешностей использованного метода деления нейтронов по множественности, связанных с неоднозначностью процедуры определения множественности нейтронов по их измеряемой кинетической энергии;
- новые сечения парциальных реакций, оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода при использовании физических критериев достоверности, существенно отличаются от экспериментальных сечений, полученных с помощью метода деления фотонейтронов по множественности;
- систематические погрешности экспериментальных сечений реакций из разных экспериментов и расхождения этих сечений как между собой, так и с оцененными сечениями в случаях конкретных ядер имеют индивидуальный характер.

Последнее обстоятельство имеет особо важное значение для выполненных в настоящей работе исследований. Для некоторых ядер систематические погрешности весьма велики, для других - относительно малы. Более того, в отдельных случаях оцененные сечения близки к данным одной лаборатории, а в других - к данным другой. Это означает, что в случаях разных ядер основная причина рассматриваемых систематических расхождений данных разных экспериментов - неоднозначность процедуры определения множественности нейтронов по их энергии может сопровождаться и причинами, имеющими иной характер. Из этого следует, что для каждого ядра требуется проведение отдельного анализа достоверности экспериментальных сечений реакций и специальной оценки.

Диссертация включает в себя четыре ГЛАВЫ, ЗАКЛЮЧЕНИЕ, СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ и ПРИЛОЖЕНИЯ.

В ГЛАВЕ 1 рассмотрены основные экспериментальные методы получения информации о сечениях полных и парциальных фотонейтронных реакций на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Рассматриваются преимущества и недостатки разных методов с точки зрения достоверности получаемых данных о том, что именно интерпретируется как искомое сечение реакции. Основное внимание уделяется экспериментам, использующим прямой метод получения сечений фотонейтронных реакций на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) и Сакле (Франция), в которых получено

абсолютное большинство данных по парциальным фотонейтронным реакциям  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ . Специально рассматриваются использовавшиеся системы детектирования фотонейтронов, которые в обеих лабораториях существенно различались, что являлось одной из причин расхождений условий идентификации нейтронов различной множественности.

ГЛАВА 2 посвящена описанию установленной ранее [40–44] полной систематики расхождений по абсолютной величине сечений парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , полученных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности как в Ливерморе, так и в Сакле, для 19 ядер, упомянутых во Введении -  $^{51}\text{V}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ . Поскольку сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  имеют большие величины в Сакле, тогда как сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  - напротив, в Ливерморе, обсуждаемые существенные (до 100% величины) расхождения сечений парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  определенно являются систематическими.

Кратко рассмотрен метод взаимной корректировки данных обоих экспериментов, предлагавшийся ранее [40, 43, 44] для приведения результатов разных экспериментов в соответствие друг к другу. Метод был основан на сравнении результатов исследования сечения реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$  в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов и в альтернативном эксперименте, выполненном с помощью активационного метода на пучке электронов. Было установлено, что результат активационного эксперимента согласуется с данными Ливермора и расходится с данными Сакле. На этом основании был предложен метод взаимной корректировки данных обеих лабораторий, в основе которого лежал перерасчет «неправильных» данных Сакле с целью их приближения к «правильным» данным Ливермора. Метод основывался лишь на результате сравнения данных, полученных только для одного ядра и только для одной из парциальных реакций, и игнорировал известный факт присутствия во многих «хороших» сечениях реакции  $(\gamma, 1n)$ , полученных в Ливерморе, физически запрещенных отрицательных значений. Кроме того, такой подход оставлял за рамками обсуждений вопрос о достоверности сечений реакций, полученных только в одной лаборатории при использовании тех же условий проведения экспериментов, которые приводили к упомянутым систематическим погрешностям. Это означало недостоверность предложенного метода взаимной корректировки результатов разных экспериментов и послужило обоснованием необходимости разработки метода анализа систематических погрешностей результатов разных экспериментов, не зависящего от способа получения экспериментальных данных, и основанного на использовании объективных физических критериев достоверности.

ГЛАВА 3 посвящена описанию метода анализа достоверности экспе-

риментальных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, которые существенно различаются в разных экспериментах, основанному на объективных физических критериях и экспериментально-теоретическому методу оценки сечений реакций, удовлетворяющих таким критериям. В качестве таких критериев предложены [46, 47] отношения  $F_i$  (4) сечений конкретных парциальных реакций к сечениям реакции выхода нейтронов, которые по определению не должны превышать физически достоверных значений - 1.00 для реакции  $(\gamma, 1n)$ , 0.50 для реакции  $(\gamma, 2n)$  и 0.33 для реакции  $(\gamma, 3n)$ . Предложенные критерии достоверности являются универсальными, поскольку для дальнейших исследований, в которых могут быть определены сечения реакций с образованием большего количества нейтронов, они также устанавливают пределы достоверности - соответственно, 0.25 для реакции  $(\gamma, 4n)$ , 0.20 для реакции  $(\gamma, 5n)$ , 0.17 для реакции  $(\gamma, 6n)$  и т.д. Предложенные критерии позволяют просто и наглядно оценивать присутствие (или отсутствие) в экспериментальных данных погрешностей, обусловленных недостоверной (ошибочной) идентификацией принадлежности нейтронов к определенным парциальным реакциям. Соответствующие отношения, полученные по экспериментальным данным, в том случае, когда они превышают пределы достоверности, означают, что в конкретном эксперименте в полученных сечениях реакций присутствуют систематические погрешности, которые делают определенные сечения реакций несоответствующими объективным физическим критериям и, следовательно, недостоверными.

Описан экспериментально-теоретический метод оценки достоверных сечений парциальных реакций, основанный на совместном использовании только экспериментальных данных по сечениям выхода нейтронов (5). Суть метода заключается в том, чтобы экспериментальное сечение выхода нейтронов, которое практически не зависит от проблем экспериментального определения множественности нейтронов, поскольку включает в себя их все, разделить на вклады соответствующих парциальных реакций с использованием представлений (КМФЯР) об их конкуренции, которые абсолютно не зависят от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности.

ГЛАВА 4 посвящена получению новых сечений парциальных реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности, их сравнению с соответствующими экспериментальными сечениями, полученными ранее с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, детальным исследованиям причин систематических расхождений между оцененными и экспериментальными данными. Проводится также сравнение некоторых оцененных в настоящей работе сечений реакций с доступными результатами экспериментов, полученными с помощью методов, альтернативных методу разделения нейтронов по множественности, в которых сечения парциальных реакций разделяются прямо и достоверно. Дополнительно кратко рассматри-

ваются некоторые физические следствия существенных расхождений между оцененными в настоящей работе и экспериментальными сечениями, полученными с помощью метода разделения нейтронов по множественности.

Новые сечения полных и парциальных фотонейтронных реакций, удовлетворяющие объективным физическим критериям достоверности данных, получены для для 22 ядер -  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{206,207}\text{Pb}$ . Показано, что обсуждаемые расхождения между сечениями реакций из разных экспериментов, как и между оцененными и экспериментальными сечениями для разных ядер обусловлены систематическими погрешностями разных типов.

Так, установлено, что в случаях ядер  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{165}\text{Ho}$  основной причиной обсуждаемых систематических расхождений является традиционная неоднозначность процедуры интерпретации принадлежности детектируемых нейтронов реакциям различной множественности, основанной на измерении их энергий. Такая неоднозначность приводит к тому, что значительная часть нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$  интерпретируется как принадлежащие реакции  $(\gamma, 2n)$  и/или наоборот.

В результате детального анализа разностей между новыми оцененными сечениями реакций и соответствующими экспериментальными сечениями установлено, что в случаях ядер  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$  и  $^{58,60}\text{Ni}$  основной причиной систематических погрешностей является отсутствие учета в экспериментах вклада фотопротонной реакции  $(\gamma, 1n1p)$ . Это обусловлено тем, что в случаях относительно легких ядер сечение этой двухнуклонной реакции оказывается по энергетическому положению и абсолютной величине близким к сечению также двухнуклонной реакции  $(\gamma, 2n)$ . Причиной существенных систематических погрешностей процедуры идентификации принадлежности детектируемого нейтрона к той или иной парциальной реакции в таких случаях является то, что при близости энергии нейтрона из реакции  $(\gamma, 1n1p)$  к энергиям обоих нейтронов из реакции  $(\gamma, 2n)$  множественность первых равна 1, а вторых - 2.

В случаях ядер  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{206,207,208}\text{Pb}$  установлено присутствие в результатах экспериментов, выполненных в Ливерморе, систематических погрешностей иного - технического - типа. Для этих 6 ядер характерна существенная особенность соотношений характеристик сечений выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , полной фотонейтронной реакции  $\sigma(\gamma, sn)$  и парциальных реакций  $\sigma(\gamma, 1n)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$ , отличающая их от остальных исследованных ядер в области энергий налетающих фотонов до энергетического порога  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$ . В этой области энергий  $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$ ,  $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, sn)$  и  $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, 1n)$  оказываются существенно (до 50% величины интегральных сечений) недоопределены по сравнению с соответствующими оцененными сечениями  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$ ,  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, sn)$  и  $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, 1n)$ , хотя реакция  $(\gamma, 2n)$  не происходит, и сечения всех упомянутых выше реакций должны быть идентичны. При этом сечения  $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, 2n)$  и  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$  оказываются весьма близкими. На основании де-

тального сравнения величин интегральных сечений, рассчитанных для экспериментальных и оцененных сечений реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, sn)$  и  $(\gamma, xn)$  установлено, что в случаях всех 6 указанных выше ядер основной причиной обсуждаемых систематических погрешностей является потеря (вероятно, по техническим причинам) значительного количества нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$ .

Поскольку оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода сечения реакций существенно отличаются от экспериментальных сечений, полученных с помощью метода разделения нейтронов по множественности, выполнено сравнение оцененных сечений реакций с доступными экспериментальными сечениями, полученными с помощью альтернативных методов. Такие сравнения являются весьма актуальными, поскольку все рассмотренные в диссертационной работе случаи систематических погрешностей сечений реакций для 22 ядер (в целом с учетом ядер, исследованных ранее - до  $\sim 50$  ядер) относятся к результатам экспериментов одного типа - выполненных на пучках квазимоноэнергетических фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности. Сравнение оцененных данных с результатами альтернативных экспериментов представляет большой интерес. Сечения реакций для ядер  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{209}\text{Bi}$ , оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода, сравниваются с результатами, полученными с помощью метода наведенной активности, реализованного на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения. Этот метод идентификации парциальных реакций основан на экспериментальных данных не по энергиям образующихся в них нейтронов, а по характеристикам их конечных ядер. Конечные ядра в реакциях  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  определено являются разными, а следовательно, идентификация парциальных реакций в таком методе является прямой и достоверной, а не косвенной, как в методе разделения фотонейтронов по множественности. На основании выполненных сравнений установлено, что оцененные сечения реакций существенно расходятся с результатами, полученными с помощью метода разделения нейтронов по множественности, но согласуются с результатами активационных экспериментов. Это позволяет считать оцененные сечения реакций достоверными. Дополнительно для ядер  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{209}\text{Bi}$  выполнены сравнения оцененных сечений с предварительными результатами, полученными с использованием фотонов от обратного комптоновского рассеяния излучения мощного лазера на пучке релятивистских электронов. Такие эксперименты отличают форма квазимоноэнергетической линии, существенно более близкая к гауссианообразной по сравнению с линией от аннигиляции позитронов, практическое отсутствие низкоэнергетического «хвоста» и существенно большая интенсивность пучка фотонов. Последнее обстоятельство позволяет на пучке фотонов обратного комптоновского рассеяния использовать детектор нейтронов, эффективность которого практически не зависит от энергии нейтронов. Поскольку многие проблемы систем детектирования нейтронов на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных

фотонов, использовавшихся в Ливерморе и Сакле, были обусловлены относительно низкой эффективностью регистрации нейтронов, к тому же существенно уменьшавшейся с увеличением энергии (изменением множественности от 1 до 3) нейтронов, детектор с эффективностью регистрации нейтронов, практически не зависящей от их энергии, позволяет многие проблемы такого типа снять. Сравнение для ядер  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$  и  $^{209}\text{Bi}$  свидетельствуют о том, что полученные таким методом сечения парциальных реакций согласуются с оцененными сечениями, что также подтверждает достоверность данных, полученных в настоящей работе. Таким образом, на основании выполненных сравнений может быть сделано заключение о том, что сечения парциальных реакций, оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода, основанного на физических критериях, являются достоверными и могут быть рекомендованы для использования в исследованиях и приложениях.

В конце Главы 4 кратко рассмотрены некоторые физические следствия существенных (заметных) расхождений между сечениями, полученными в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, и сечениями, оцененными с помощью экспериментально-теоретического метода. Такие достоверные оцененные сечения и парциальных и полной фотонейтронной реакций во многих случаях существенно отличаются от соответствующих экспериментальных сечений, полученных и в Ливерморе и в Сакле, которые не являются достоверными. В этой связи оценки многих физических эффектов, в которых ранее были использованы экспериментальные данные, нуждаются в уточнении.

В ЗАКЛЮЧЕНИИ приводятся основные результаты работы и делаются основные выводы. В ходе выполнения диссертационной работы с использованием объективных физических критериев были проанализированы экспериментальные данные о сечениях парциальных фотонейтронных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и в некоторых случаях  $(\gamma, 3n)$  для 22 ядер  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{206,207}\text{Pb}$ .

Установлено, что в широких областях энергий налетающих фотонов экспериментальные сечения содержат в себе значительные систематические погрешности разных типов и вследствие этого во многих случаях не удовлетворяют физическим критериям достоверности данных:

- переходные функции множественности нейтронов - отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  - во многих случаях превышают физически допустимые пределы 1.00, 0.50 и 0.33... для  $i = 1, 2$  и  $3$  соответственно;
- в сечениях парциальных реакций, в основном реакции  $(\gamma, 1n)$ , и в соответствующих отношениях  $F_1^{\text{эксп}}$  имеется большое количество физически запрещенных отрицательных значений;

- отношения  $F_1^{\text{эксп}}$ , полученные по экспериментальным данным, существенно отличаются от отношений  $F_1^{\text{теор}}$ , рассчитанных в рамках Комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) с учетом физических критериев достоверности данных.

С помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций для 22 ядер, указанных выше, получены новые сечения реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ , в нескольких случаях и реакции  $(\gamma, 3n)$ , а также сечения полных фотонейтронных реакций  $(\gamma, sn)$ , удовлетворяющие физическим критериям достоверности данных.

На основании детального сравнения оцененных и экспериментальных сечений реакций установлены причины обсуждаемых систематических расхождений результатов разных экспериментов:

- в случаях ядер  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{165}\text{Ho}$  погрешности экспериментальных сечений реакций обусловлены неоднозначностью процедуры определения множественности нейтронов, обусловленной близостью энергий нейтронов из реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ ;
- в случаях ядер  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$  и  $^{58,60}\text{Ni}$  систематические погрешности сечений реакций обусловлены отсутствием в экспериментах учета вклада фотопротонной реакции  $(\gamma, 1n1p)$ , нейтрон с множественностью 1 из этой двухнуклонной реакции может иметь энергию, близкую не к энергии нейтрона с множественностью 1 из реакции  $(\gamma, 1n)$ , а к энергиям обоих нейтронов с множественностью 2 из также двухнейтронной двухнуклонной реакции  $(\gamma, 2n)$ ;
- в случаях ядер  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{206,207,208}\text{Pb}$  установлены систематические погрешности технического характера, обусловленные потерей в экспериментах, выполненных в Ливерморе, большого количества нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$ .

На основании результатов сравнения сечений реакций, оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода для нескольких ядер ( $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{209}\text{Bi}$ ) с результатами экспериментов, выполненных с помощью методов, альтернативных методу разделения фотонейтронов по множественности, в которых парциальные реакции разделяются прямо и достоверно, установлено, что оцененные сечения являются достоверными и могут быть рекомендованы для использования в исследованиях и приложениях.

Новые данные по оцененным с помощью экспериментально-теоретического метода сечениям реакций включены в международную электронную базу данных по ядерным реакциям МАГАТЭ.

В СПИСКЕ ЛИТЕРАТУРЫ приведены библиографические ссылки на все публикации, использованные при подготовке диссертационной работы.



В ПРИЛОЖЕНИИ представлены:

1. Краткое описание использованной в выполненных исследованиях Комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР).
2. Таблица интегральных характеристик для всех оцененных сечений парциальных и полных фотонейтронных реакций.
3. Программы расчета числовых значений отношений  $F$  и оцененных сечений парциальных реакций

Диссертация включает в себя 33 рисунка, 20 таблиц и список цитированной литературы из 105 работ, в числе которых – 23 статьи, опубликованные диссертантом с соавторами.

Работа выполнена на кафедре Общей ядерной физики физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова и в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ.

## Глава 1. Особенности получения сечений парциальных фотонейтронных реакций при использовании пучков квазимоноэнергетических фотонов

Как отмечалось во Введении, для изучения особенностей формирования и распада ГДР, анализа соответствия наблюдаемых характеристик сечений реакций предсказаниям различных моделей, а также для широкого круга приложений, таких как производство конкретных изотопов, в том числе, медицинского применения, неразрушающий контроль, диагностика, мониторинг интенсивностей встречных пучков современных коллайдеров, различные аспекты астрофизики и другие, необходима, точная, надежная и достоверная информация, прежде всего, о сечениях парциальных реакций, таких, как  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  и более сложных. В этой связи эксперименты по определению сечений таких реакций с самого начала исследований фотоядерных реакций проводились с использованием разных типов пучков налетающих фотонов.

Основная проблема экспериментального исследования таких реакций обусловлена тем, что энергетические пороги реакций с образованием разного количества нуклонов на большинстве ядер весьма близки (Таблица 2). Близость порогов таких реакций означает, что в области энергий ГДР конкурируют друг с другом реакции, в которых образуются различные количества нуклонов. Так, при энергии фотонов до  $\sim 30$  МэВ, как правило, в экспериментах присутствуют нейтроны, образующиеся в реакциях  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 1n1p)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 2n1p)$ ,  $(\gamma, 3n)$ , то есть нейтроны с различной множественностью.

Выше были в общем виде кратко представлены основные различия процедур определения сечения любой фотоядерной реакции в разных экспериментах. Они, прежде всего, связаны с различиями в формах спектров налетающих фотонов, которые делают, по существу, разными условия, в которых осуществляется определение сечения реакции. К таким расхождениям, проявляющимся в методах определения сечений любых реакций, добавляются расхождения, обусловленные особенностями методов определения сечений парциальных реакций, то есть таких реакций, в которых образуется определенное количество нуклонов (нейтронов) в экспериментах одного типа. Исторически первыми были реализованы эксперименты на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения. Использовалась прямая регистрация фотонейтронов, образующихся при фоторасщеплении исследуемого ядра, при которой каждый нейтрон регистрируется независимо от того, в какой парциальной реакции

Таблица 2. Энергетические пороги (энергии отделения частиц) некоторых фотоядерных реакций.

Ядро	Энергия отделения, МэВ			
	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 1n1p)$	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 3n)$
$^{51}\text{V}$	11.1	19	20.4	32
$^{59}\text{Co}$	10.5	17.4	19.1	30
$^{60}\text{Ni}$	11.4	20	20.4	32.6
$^{75}\text{As}$	10.2	17.1	18.2	29
$^{90}\text{Zr}$	12.1	19.8	21.3	33.6
$^{120}\text{Sn}$	9.1	19.2	15.6	24.9
$^{159}\text{Tb}$	8.1	14.1	14.9	23.7
$^{208}\text{Pb}$	7.4	14.9	14.1	22.2

он образовался, а, следовательно, единственный нейтрон из реакций  $(\gamma, 1n)$  или  $(\gamma, 1n1p)$  регистрируется однажды, два нейтрона из реакций  $(\gamma, 2n)$  или  $(\gamma, 2n1p)$  - дважды, три нейтрона из реакции  $(\gamma, 3n)$  - трижды и т.д. Это означает, что без принятия специальных мер в эксперименте такого типа возможно измерение лишь сечения выхода всех образующихся при фоторасщеплении исследуемого ядра нейтронов (2). В связи со сказанным для извлечения информации о сечениях парциальных реакций в этот экспериментальный результат вносится специальная поправка, рассчитываемая с помощью статистической теории [37]. Используется предположение о том, что поглощение дипольных  $E1$  фотонов ядром перед испусканием им одного или двух нейтронов приводит к формированию компаунд-ядра. В рамках такого предположения с использованием температуры ядра  $\theta$  исследуемого ядра  $N$  и параметра плотности уровней соседнего ядра с  $(N - 1)$  для получения информации о сечении реакции  $(\gamma, 2n)$  может быть использовано следующее соотношение

$$[\sigma_{\gamma,2n}(E)]/[\sigma_{\gamma,1n}(E)+\sigma_{\gamma,2n}(E)] = 1 - [1 + (E - B2n)/\theta] \times \exp[-(E - B2n)/\theta] \quad (6)$$

С помощью полученных таким способом данных по сечению реакции  $(\gamma, 2n)$  возможно получить информацию о сечениях и других парциальных реакций, а также и полной фотонейтронной реакции (3). Так, до порога  $B3n$  реакции  $(\gamma, 3n)$  с использованием простых разностных соотношений могут быть получены и сечения других реакций

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

$$\sigma(\gamma, 1n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n). \quad (8)$$

Выше отмечалось также, что кроме столь сложного и непростого способа получения информации о сечениях парциальных реакций эксперименты на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения имеют ещё один серьёзный недостаток - необходимость для определения сечения выхода нейтронов решения обратной задачи (1) восстановления (развертки) этого сечения из ее измеряемого выхода  $Y(E_{jm})$ . В связи со сказанным, как альтернативный, был предложен «прямой» метод определения сечений парциальных реакций с использованием пучков квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов.

### 1.1 Прямой метод определения сечений парциальных реакций

«Прямой» - аппаратный - метод получения квазимоноэнергетических фотонов [55–58] основан на том, что при аннигиляции ускоренных (релятивистских) позитронов при их взаимодействии с электронами атомов мишени из легкого вещества в переднюю полусферу вылетают фотоны, имеющие энергию

$$E_\gamma \approx E_{e^+} + 0.76 \text{ МэВ}, \quad (9)$$

превышающую энергию позитрона на  $3/4$  от массы покоя аннигилирующей пары. В таком методе получения фотонов, которыми облучается мишень из исследуемого образца, их спектр представляет собой сумму моноэнергетической линии от аннигилирующих позитронов и непрерывного спектра от их тормозного излучения (Рисунок 1а). В этой связи эффект воздействия на исследуемое ядро «квазимоноэнергетических» фотонов выделяется при использовании простой разностной процедуры, для реализации которой эксперимент проводится в 3 этапа (Рисунок 1):

1. на первом этапе измеряется выход  $Y_{e^+}(E)$  исследуемой реакции под суммарным действием фотонов от аннигиляции и тормозного  $\gamma$ -излучения позитронов (Рисунок 1а);
2. на втором этапе измеряется выход  $Y_{e^-}(E)$  реакции под действием фотонов от тормозного  $\gamma$  излучения электронов (Рисунок 1б), для чего изменяется на обратный режим ускорения одной из секций линейного ускорителя;
3. на третьем этапе после соответствующей нормировки в предположении о том, что спектры тормозного  $\gamma$ -излучения позитронов и электронов идентичны, получается разность экспериментальных выходов  $Y_{e^+}(E)$  и  $Y_{e^-}(E)$  (Рисунок 1в), которая и интерпретируется как искомое сечение реакции

$$\sigma(E) \approx Y(E) = Y_{e^+}(E) - Y_{e^-}(E). \quad (10)$$

Несмотря на очевидные преимущества такого метода монохроматизации фотонного пучка, он имеет и определенные недостатки. Главный из них обусловлен весьма невысокой интенсивностью пучка квазимоноэнергетических фотонов, поскольку процесс получения «квазимоноэнергетических» аннигиляционных фотонов является многоступенчатым. Он включает в себя: 1) образование тормозного  $\gamma$ -излучения в процессах столкновений релятивистских электронов с толстой тяжелой мишенью ( $e^- + A \rightarrow A + e^- + \gamma$ ); 2) рождение электрон-позитронных пар тормозными фотонами  $\gamma + A \rightarrow A + e^- + e^+$ ; 3) аннигиляцию позитронов ( $e^+ + e^+ \rightarrow 2\gamma$ ). Именно в связи с этим недостатком с помощью такого метода изучены исключительно фотонейтронные реакции, сечения которых намного превышают по величине сечения фотоядерных реакций с образованием других продуктов - протонов, дейтронов, тритонов,  $\alpha$ -частиц. Несмотря на относительно небольшие сечения фотоядерных реакций в целом, при исследовании фотонейтронных реакций увеличение статистической точности измерений может быть достигнуто использованием относительно толстых мишеней.

Следует также особо отметить то важное обстоятельство, что, собственно, «квазимоноэнергетические» фотоны на выходе установок, на которых реализуется этот метод, физически (реально) отсутствуют. В экспериментах данного типа сечение реакции определяется лишь как результат использования простой разностной процедуры (10).

## 1.2 Экспериментальный метод разделения фотонейтронов по множественности на основе данных об их энергиях

В экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов сечения парциальных реакций определялись принципиально другим по сравнению с экспериментами на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения способом - получением разности (10) выходов реакции  $Y_{e^+}(E)$  и  $Y_{e^-}(E)$ , непосредственно измеряемых экспериментально на пучке позитронов и электронов, соответственно. Сечения парциальных реакций различной множественности  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  и  $\sigma(\gamma, 3n)$  измерялись одновременно с использованием специально организованных систем регистрации продуктов и затем использовались для получения данных по сечениям полной фотонейтронной реакции (3) и выхода нейтронов (2).

В экспериментах данного типа детектирование продуктов реакции осуществляется в промежутках между импульсами фотонов от линейного ускорителя электронов, с использованием специальных «slowing-down» детекторов, осуществляющих захват нейтронов, замедлившихся до тепловых энергий. По времени замедления определяются энергии нейтронов, образовавшихся в реакциях, и в предположении о том, что нейтроны из реакции  $(\gamma, 1n)$  име-

ют энергии, большие, чем нейтроны из реакции  $(\gamma, 2n)$ , они разделяются по множественности, что позволяет «прямо» определять сечения парциальных реакций. При этом системы регистрации продуктов реакций в Ливерморе и Сакле существенно различались.

### 1.2.1 Определение энергий фотонейтронов с помощью газоразрядных счетчиков в замедлителе

В Ливерморе фотонейтроны регистрировались с помощью большого количества пропорциональных ионизационных счетчиков, помещенных в парафин, который замедлял нейтроны из реакции до тепловой энергии. Счетчики заполнены газом  $^{10}\text{BF}_3$ , обогащенным изотопом  $^{10}\text{B}$ , имеющим очень большое (3837 барн) сечение захвата тепловых нейтронов (сечение захвата нейтронов с энергией 3 МэВ - 10 барн). В результате реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  образующиеся  $\alpha$ -частица и ядро отдачи ионизируют газ внутри счетчика, что приводит к появлению импульса на его выходе.

Детектор был специально приспособлен для разделения событий фотонейтронных реакций с образованием одного и двух (и более) нейтронов. С этой целью в большинстве экспериментов газоразрядные  $^{10}\text{BF}_3$  счетчики в парафине располагались специальным образом - четырьмя концентрическими кольцами вокруг мишени на различных расстояниях (2.50, 4.25, 5.75 и 7.00 дюймов, соответственно, 6.35, 10.8, 14.6 и 17.8 см) от нее. Минимальный диаметр первого кольца счетчиков выбирался таким образом, чтобы толщины соответствующего слоя парафина, проходимого замедляющимся нейтроном, было достаточно для высокой чувствительности счетчиков к нейтронам с энергиями 25 кэВ, 1.2 МэВ и 2 МэВ [59]. Сигналы от детекторов каждого кольца обрабатывались индивидуально в течение времени  $\sim 300$  микросекунд после действия импульса ускорителя, в несколько раз превышавшего время замедления нейтронов ( $\sim 90$  микросекунд), но меньшего времени между импульсами ускорителя, следовавшими с частотой 360 Гц.

В ранних экспериментах [60] с помощью такой системы детектирования между импульсами ускорителя записывались события трех типов:

1. все случаи, когда нейтроны идентифицировались как «единственные»;
2. все случаи, когда появлялось 2 или более нейтронов, которые идентифицировались как «двойные»;
3. все случаи, когда появлялись 3 и более нейтронов, которые идентифицировались как «тройные».

Для отдельного определения сечения реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  использовался статистический анализ данных по записываемым нейтронным событиям и числом нейтронов, испускаемых при фоторасщеплении исследуемого ядра.

Следует отметить, что подобная конструкция детектора делала энергию регистрируемых нейтронов, а, следовательно, и их множественность, зависящей от места их регистрации - нейтроны с меньшими энергиями детектировались преимущественно внутренними, а нейтроны с большими энергиями - внешними кольцами. В более поздних экспериментах этот недостаток (зависимость множественности нейтронов от места их регистрации) компенсировался с помощью так называемой техники «кольцевых отношений», при которой значения эффективности детектора нейтронов определялись для каждой множественности и каждого значения данных. Для разделения реакций с различной множественностью фотонейтронов использовалось то обстоятельство, что отношение числа отсчетов во внешнем и внутреннем кольцах счетчиков монотонно возрастает с увеличением средней энергии фотонейтронов. Это было определено в результате специальной калибровки таких отношений в области энергий нейтронов  $E_n \approx 0-4$  МэВ с помощью различных моноэнергетических ( $\gamma, 1n$ ) источников, радиоактивных ( $\alpha, 1n$ ) источников, источника нейтронов от спонтанно-делящегося изотопа  $^{252}\text{Cf}$ , а также ( $d+t$ ) нейтронного генератора. С помощью такой калибровки оказывалось возможным независимое определение средних энергий нейтронов. Очевидно, что средняя энергия нейтронов, например, сразу за порогом реакции ( $\gamma, 2n$ ) является средневзвешенным значением между энергиями нейтронов из реакций ( $\gamma, 1n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ) и, следовательно, прямо не относится ни к одной из них. Однако при больших энергиях фотонов выход нейтронов начинает определяться почти полностью событиями реакции ( $\gamma, 2n$ ), а, следовательно, техника кольцевых отношений позволяет определить правильное значение средней энергии нейтронов именно из реакции ( $\gamma, 2n$ ). Соответственно, отношения для событий реакций с одним и двумя нейтронами и сечения парциальных реакций различной множественности определяются независимо.

При этом подобная конструкция детектора нейтронов имеет очевидный недостаток с точки зрения разделения нейтронов по их множественности. Она предполагает, что нейтроны малых энергий (предположительно образующиеся в реакции ( $\gamma, 2n$ )) регистрируются внутренними кольцами счетчиков, а нейтроны больших энергий (образующиеся в реакции ( $\gamma, 1n$ )) - внешними. Однако вследствие многократного рассеяния нейтрона с большой энергией на легких ядрах замедлителя (парафина) его путь может значительно отличаться от прямолинейного, вследствие чего существует вероятность возвращения такого нейтрона к внутренним кольцам. Это обстоятельство может служить причиной определенного недостоверного (ошибочного) завышения величин сечений реакции ( $\gamma, 2n$ ) в экспериментах Ливермора.

### 1.2.2 Измерение энергий нейтронов с помощью сцинтилляционного детектора

В Сакле [61] одновременно в качестве детектора и замедлителя нейтронов использовался жидкий сцинтиллятор, обогащенный ядрами  $^{160}\text{Gd}$ , имеющими большое сечение захвата тепловых нейтронов [62]. Световые импульсы, сопровождавшие радиационный захват нейтронов ядрами, регистрировались большим количеством фотоумножителей. Нейтроны детектировались жидким сцинтиллятором (N.E. 223) большого объема (250 л., сфера диаметром 1 м), который одновременно служил и замедлителем нейтронов. Достаточно высокая ( $\sim 40\text{-}60\%$ ) эффективность детектора [61, 62] относительно слабо зависела от места захвата нейтронов ядрами гадолиния от энергии нейтронов и позволяла регистрировать два нейтрона из реакции  $(\gamma, 2n)$  и три нейтрона из реакции  $(\gamma, 3n)$  с эффективностью  $\sim 36.0\%$  и  $\sim 21.6\%$ , соответственно. Таким образом, события разных парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  независимо регистрировались по всему объему детектора. Вместе с тем, в работе [39] указывалось на то обстоятельство, что детектор Сакле имел достаточно высокий уровень фона, обусловленный, прежде всего, событиями с единственным нейтроном. Этот фон приводил к большим неопределенностям процессов вычитания фона и внесения поправок на просчеты (detector "...suffers from a much higher background rate, made up largely of single-neutron events, which introduces larger uncertainties in the background subtractions and pile-up corrections..."). Таким образом, детектор Сакле был конструктивно предрасположен к определенной недостоверной потере некоторого количества нейтронов из реакции  $(\gamma, 2n)$ , то есть к определенному занижению вклада нейтронов из реакции  $(\gamma, 2n)$  по сравнению с их вкладом из реакции  $(\gamma, 1n)$  - к недостоверному завышению вклада нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$ . Для определения области энергий нейтронов, в которой эффективность регистрации практически не зависит от их энергии, использовалась прецизионная калибровка жидкого сцинтиллятора с помощью источника  $^{252}\text{Cf}$ . Хотя зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов фактически ни на одном участке не являлась константой [39], считалось, что отклонения эффективности регистрации от константы наблюдаются лишь для нейтронов с энергией  $E_n \sim 5$  МэВ. Предполагалось, что энергия фотонейтронов в области гигантского резонанса не превосходит значения  $E_n \sim 3$  МэВ. Такое предположение недостаточно обоснованно, поскольку известно, что спектры фотонейтронов из реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  достигают энергии  $\sim 10$  МэВ. Именно с этим обстоятельством связаны погрешности в определении абсолютных величин сечений этих реакций, которые будут специально рассмотрены ниже при обсуждении систематик данных, полученных разными методами.

Следует отметить, что в Ливерморе приведенная к эффективности 4 $\pi$  детектора эффективность регистрации события «единственного» нейтрона



составляла  $\sim 0.17$  [45, 59, 60], то есть была значительно ниже эффективности детектора Сакле. При этом во многих случаях эффективность детектора была недостаточной для регистрации «тройных» событий. Именно с этим может быть связано то обстоятельство, что для некоторых ядер (например,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ) сечения реакции  $(\gamma, 3n)$  были получены в Сакле, но не были получены в Ливерморе.

## Глава 2. Систематические погрешности метода разделения фотонейтронов по множественности

Как отмечалось выше, созданная в последние годы большая (репрезентативная) международная электронная база данных по ядерным, в том числе и фотоядерным реакциям [30], позволяет поставить задачи проведения детального системного анализа результатов разных экспериментов, исследования проявляющихся в них систематических погрешностей различной природы, определения их причин и разработки методов их учета и (по возможности) преодоления.

В экспериментах, выполненных на фотонных пучках разного типа, получено огромное количество данных о сечениях различных фотоядерных реакций. При этом большинство сечений парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  было получено в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности в Ливерморе (США) и Сакле (Франция). Эти данные включены в международную БД данных [30] и представлены в обзорах (например, [38–42]), Атласах (например, [28, 39]), широко используются различными пользователями, как в фундаментальных, так и прикладных исследованиях, а также разнообразных предложениях. Некоторое представление о статистике данных, полученных для большого количества ядер в разных лабораториях, дает Таблица 3.

Таблица 3. Статистика количества наборов данных по сечениям фотоядерных реакций.

Квазимоноэнергетические фотоны				Тормозное $\gamma$ -излучение
Ливермор	Ливермор - Сакле	Сакле	Другие	
$\sim 240$ ( $\sim 100$ ядер)	$\sim 100$ (19 ядер)	$\sim 250$ ( $\sim 100$ ядер)	$\sim 20$	Несколько десятков

Как отмечалось выше, в экспериментах, выполненных в Ливерморе и Сакле, для разделения фотонейтронов из разных парциальных реакций применялся метод определения множественности нейтронов, основанный на измерении их энергии. Использовалось предположение о том, что энергетические спектры нейтронов из реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ , ... существенно отличаются друг от друга. Поскольку энергия возбуждения ядра в реакции  $(\gamma, 2n)$  делится между двумя нейтронами, оба они имеют энергии, меньшие,

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 на основании результатов многочисленных исследований, выполненных в различных экспериментах, было установлено, что между сечениями фотонейтронных реакций, полученными в экспериментах одного типа в разных лабораториях, наблюдаются очевидные существенные расхождения по абсолютной величине (Рисунок 2, Таблица 1). Это сразу вызвало и до сих пор вызывает определенное удивление, поскольку данные о сечениях как полных, так и парциальных фотонейтронных реакциях в экспериментах, выполненных в Ливерморе и Сакле, получались в однотипных экспериментах с одинаковой методикой получения квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов и высокоэффективными детекторами прямой регистрации нейтронов.

В некоторых специальных исследованиях, выполненных с целью изучения возможных причин таких расхождений (например, [38, 39, 45]), было высказано предположение о том, что наблюдающиеся расхождения могут быть обусловлены некоторым различием в системах регистрации нейтронов разных энергий. Как было описано ранее, в Ливерморе и Сакле использовались различные детекторы нейтронов, которые делали различными методы измерения кинетической энергии нейтронов, по которой и определялась их множественность в обеих лабораториях. Следствием этого явилось проявление сложных существенных расхождений между результатами, полученными в обеих лабораториях для одного и того же ядра.

Обсуждаемые расхождения являлись предметом многих исследований (например, [43–45]). К сожалению, эти исследования не отличались системными подходами, основывались на различных предположениях о причинах расхождений данных для конкретных ядер. Для конкретного ядра проводился сравнительный анализ расхождений. В каждой лаборатории предполагалось, что именно данные, полученные в этой лаборатории, являются достоверными, а данные, полученные в другой лаборатории, таковыми не являются. Такие подходы, вполне естественно приводили к тому, что во всех случаях такие сравнения приводили к противоположным рекомендациям, которые уменьшали расхождения для одних данных, но увеличивали для других.

Наиболее детальное из таких исследований с целью выяснения возможных причин и способов устранения их расхождений с сечениями Сакле, было проведено в Ливерморе [45]. Сечения фотонейтронных реакций для ядер  ${}^{e\sigma}\text{Zr}$ ,  ${}^{127}\text{I}$ ,  ${}^{141}\text{Pr}$ ,  ${}^{197}\text{Au}$  и  ${}^{e\sigma}\text{Pb}$ , полученные ранее, были специально повторно измерены при энергиях вблизи максимума ГДР. Новые данные по абсолютным величинам сечений фотонейтронных реакций для ядер  ${}^{e\sigma}\text{Zr}$ ,  ${}^{127}\text{I}$ ,  ${}^{141}\text{Pr}$ ,  ${}^{197}\text{Au}$  и  ${}^{e\sigma}\text{Pb}$  детально сравнивались между собой, и результаты такого исследования были использованы для выработки рекомендаций по устранению расхождений данных и для других ядер. Следует специально отметить,

что самими авторами исследований [45] обсуждаемые расхождения данных определялись как «ощутимые (appreciable)». В качестве возможных причин расхождений были названы (возможные) ошибки (погрешности) процедур определения потока фотонов и эффективности регистрации нейтронов, использованных в Ливерморе (“... error either in photon flux determination or in the neutron detection efficiency or in both”). В качестве основной рекомендации по устранению обсуждаемых расхождений была предложена процедура дополнительной корректировки данных, естественно, не Ливермора, а Сакле. При этом, предлагалась процедура нормировки - уменьшения этих данных, то есть умножения сечений, полученных в Сакле, на фактор  $F < 1$  (определенный в результате специального (вновь лишь сравнительного) исследования данных для ядер Zr, I, Pr, Au и Pb, Таблица 4).

Таблица 4. Рекомендованные [45] в Ливерморе факторы нормировки данных Сакле  $\Phi$  для приведения их в соответствие с данными Ливермора (определенные по отношениям интегральных сечений реакций).

Ядро	Лаборатория	$\Phi$
$^{87}\text{Rb}$	Сакле	$0.85 \pm 0.03$
$^{89}\text{Sr}$	Сакле	$0.85 \pm 0.03$
$^{89}\text{Y}$	Сакле	0.82
$^{89}\text{Y}$	Ливермор	1.0
$^{90}\text{Zr}$	Сакле	0.88
$^{90}\text{Zr}$	Ливермор	1.0
$^{91}\text{Zr}$	Ливермор	1.0
$^{92}\text{Zr}$	Ливермор	1.0
$^{93}\text{Nb}$	Сакле	$0.85 \pm 0.03$
$^{94}\text{Zr}$	Ливермор	1.0
$^{127}\text{I}$	Сакле	0.8
$^{127}\text{I}$	Ливермор	Рекомендовано не использовать
$^{197}\text{Au}$	Сакле	0.93
$^{197}\text{Au}$	Ливермор	Рекомендовано не использовать
$^{206}\text{Pb}$	Ливермор	<b>1.22</b>
$^{207}\text{Pb}$	Ливермор	<b>1.22</b>
$^{208}\text{Pb}$	Ливермор	<b>1.22</b>
$^{208}\text{Pb}$	Сакле	0.93
$^{209}\text{Bi}$	Ливермор	<b>1.22</b>

Данные Таблицы 4 очевидно свидетельствуют о непоследовательности такого подхода. Для устранения расхождений между данными обеих лабораторий предлагалось сечения реакций, полученные в Сакле для ядер  $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , уменьшать путем умножения на коэффициент, величина которого находится в области 0.82-0.93. Данные Ливермора для ядра  $^{89}\text{Y}$  и изотопов  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$  предлагалось считать согласующимися с данными Сакле, а данные Ливермора для ядер  $^{206,207,208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$  увеличивать с использованием коэффициента нормировки 1.22. Следует особо отметить, что для данных, полученных в Ливерморе для ядер  $^{127}\text{I}$  и  $^{197}\text{Au}$  рекомендаций по согласованию с данными Сакле выработано не было, и было предложено эти данные в дальнейшем не использовать как недостоверные.

В связи с очевидной непоследовательностью таких рекомендаций, основанных на данных для небольшого числа ядер, были выполнены [40–42] системные исследования этих расхождений, основанные на данных для всех 19 ядер ( $^{51}\text{V}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ), сечения полных и парциальных фотонейтронных реакций для которых были получены, как в Ливерморе, так и в Сакле.

Было показано, что отношения интегральных сечений парциальных реакций, полученных в Сакле и Ливерморе,

$$R_{\text{СЛ}}^{\text{инт}} = \sigma_{\text{С}}^{\text{инт}} / \sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}} \quad (11)$$

для упомянутых ядер имеют разброс от  $\sim 0.65$  до  $\sim 1.35$  (Рисунок 2, Таблица 1), а их средние значения равны  $\langle R^{\text{инт}}(1n) \rangle \sim 1.07$  для реакций с одним нейтроном и  $\langle R^{\text{инт}}(2n) \rangle \sim 0.84$  для реакций с двумя нейтронами.

Приведенные ранее данные (Рисунок 2, Таблица 1) свидетельствуют о том, что наблюдаемые расхождения определенно являются систематическими: как правило, сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  имеют бóльшие величины в Сакле, а реакции  $(\gamma, 2n)$ , напротив, в Ливерморе. Проявление существенных разнонаправленных расхождений величин сечений парциальных реакций, полученных и в Ливерморе и в Сакле, делает весьма актуальным вопрос о достоверности сечений реакций, полученных лишь в одной лаборатории.

Возникает вопрос о том, какие именно данные являются достоверными и должны использоваться при оценке конкретных физических эффектов фоторасщепления ядер. Так, например, величины отношений интегральных сечений  $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 2n) / \sigma^{\text{инт}}(\gamma, 1n)$ , играющие важную роль при проведении оценок важных физических эффектов, таких, например, как соотношение вероятностей прямых и статистических процессов при распаде высоковозбужденных состояний ГДР, параметры изоспинового и конфигурационного расщеплений ГДР, исчерпывание дипольного правила сумм, могут различаться на десятки процентов в зависимости от того, какие именно экспериментальные данные были использованы для их получения. Очевидно, что при наличии столь больших разнонаправленных расхождений, намного превышающих достигнутые статистические точности, возникают вопросы о достоверности этих

данных, о причинах наблюдаемых значительных систематических погрешностей и необходимость разработки методов их учета и устранения.

Ранее для свыше 500 сечений реакций для ядер от  ${}^3\text{H}$  до  ${}^{238}\text{U}$  была получена [40–42] полная систематика данных для отношений

$$R_{\text{сист}}^{\text{инт}} = \sigma_{\text{разные лаборатории}}^{\text{инт}}(\gamma, xn) / \sigma_{\text{Ливермор}}^{\text{инт}}(\gamma, xn) \quad (12)$$

интегральных сечений реакций  $(\gamma, xn)$ , полученных в разных лабораториях, к значениям, полученным в одной из них (конкретно в Ливерморе, которые были выбраны в качестве своеобразного «эталоны»). Было установлено [40–42], что по абсолютной величине данные, полученные в Ливерморе явно расходятся с данными большинства других лабораторий, причем их подавляющее большинство располагается в области значений, больших 1. Несмотря на то, что между данными различных лабораторий также существуют определенные расхождения, большинство значений исследуемого отношения отчетливо концентрируются вокруг среднего значения  $\langle R_{\text{сист}}^{\text{инт}} \rangle = 1.12$ . Эти систематические исследования позволили сделать вывод о том, что расхождения между сечениями выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , полученными в разных лабораториях на различных фотонных пучках, различаются в среднем на величину  $\sim 10\%$ , то есть намного меньше, чем различаются сечения парциальных реакций.

Таким образом, в то время как расхождения между сечениями реакций выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$ , полученными в разных экспериментах, имеют величины  $\sim 10\%$ , между сечениями парциальных реакций, полученными в Ливерморе и Сакле (Рисунок 2, Таблица 1), они достигают величин  $\sim 100\%$ . Это определенно свидетельствует о том, что основные причины обсуждаемых расхождений сечений парциальных реакций обусловлены особенностями процедур разделения регистрируемых нейтронов между каналами с различной множественностью.

В качестве типичного примера наблюдаемых расхождений на Рисунке 3 приведены соответствующие данные для ядра  ${}^{159}\text{Tb}$ .

Хорошо видно, что в данном случае сечения реакций  $\sigma(\gamma, xn)$ , полученные в Ливерморе и Сакле, во всей исследованной области энергий фотонов вполне согласуются друг с другом [40]. Так, интегральное сечение реакции, рассчитанное до энергии 30 МэВ по данным Ливермора, равно 3187 МэВ·мб, а по данным Сакле - 3194 МэВ·мб (расхождение составляет 0.2%). В то же время сечение реакции  $(\gamma, 1n)$ , полученное в Сакле (1936 МэВ·мб), намного (расхождение составляет 37%) превышает сечение, полученное в Ливерморе (1413 МэВ·мб), тогда как в случае сечений реакции  $(\gamma, 2n)$  наблюдается обратное соотношение (605 и 887 МэВ·мб), и расхождение составляет 47%.

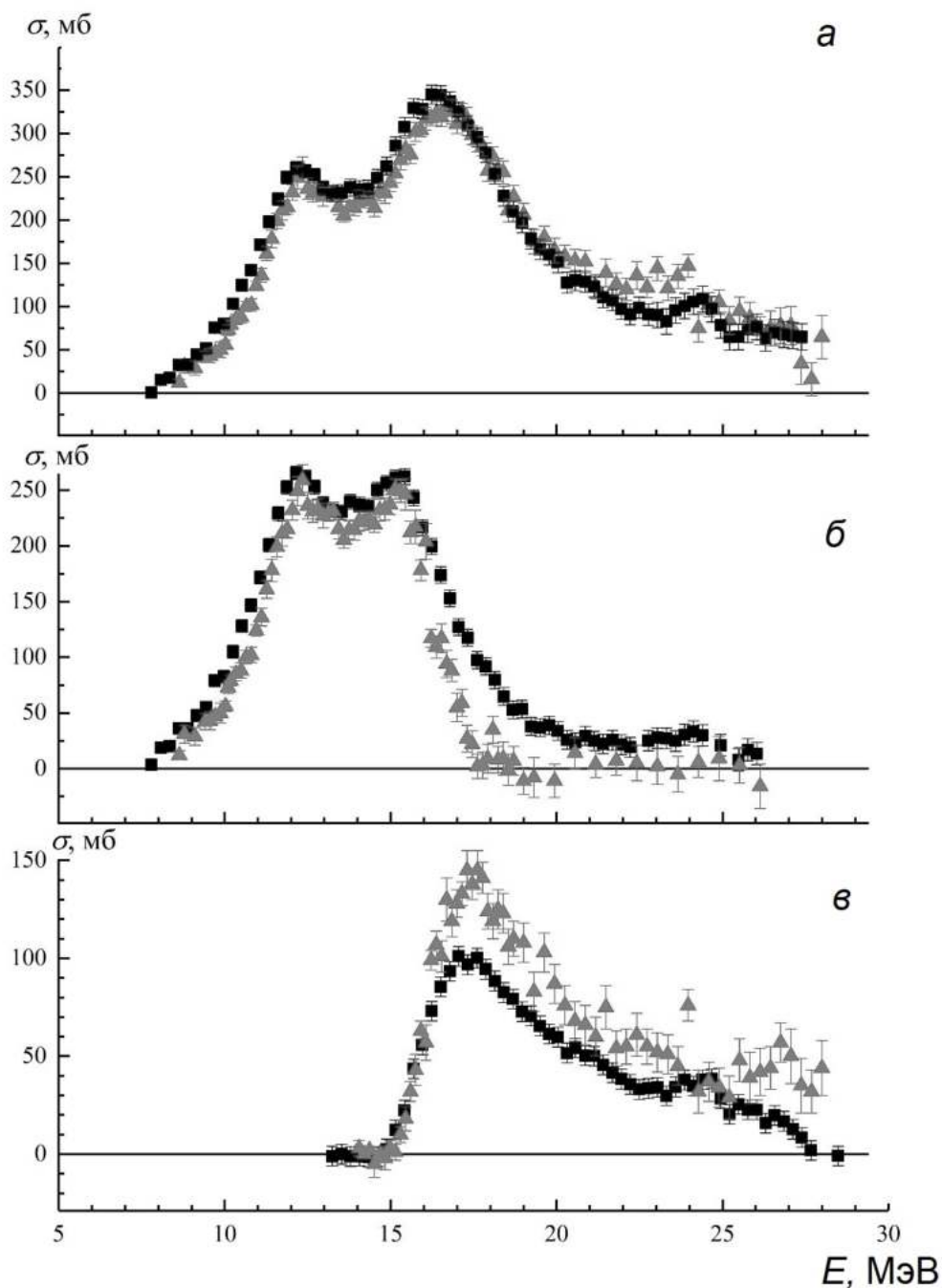


Рисунок 3. Типичный пример (ядро  $^{159}\text{Tb}$ ) систематических расхождений между сечениями полных и парциальных реакций, полученных в Сакле ([62], квадраты) и Ливерморе ([65], треугольники): а -  $\sigma(\gamma, xn)$ , б -  $\sigma(\gamma, 1n)$ , в -  $\sigma(\gamma, xn)$ .

С целью устранения выявленных расхождений и приведения данных, полученных в Ливерморе и Сакле, в соответствие друг с другом был предложен специальный метод их взаимной корректировки [43, 44], основанный на детальном сравнении результатов исследования в обеих лабораториях реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$  [62, 66]. Эти результаты были проанализированы совместно с результатами исследований [67–69] реакций электрорасщепления ( $e, xn$ ) и

$(e, 2n)$  на ядре  $^{181}\text{Ta}$ . Поскольку сечения электро- и фоторасщепления ядер можно связать между собой, учитывая спектр виртуальных фотонов, имеется возможность по данным для реакции  $(\gamma, 2n)$  оценить сечение и реакции  $(e, 2n)$ .

Было установлено, что экспериментальное сечение  $\sigma(e, 2n)$  (12) согласуется с данными, пересчитанными из данных по  $(\gamma, 2n)$  реакции Ливермора [66], но не согласуется с соответствующими данными Сакле [62]: эти последние для сечений реакций  $(\gamma, 2n)$  оказываются заниженными. На этом основании был сделан вывод о том, что данные по сечениям парциальных реакций, полученные в Ливерморе [66], являются достоверными, а полученные в Сакле [62] - не являются.

В дальнейшем оказалось (см. далее), что этот вывод был недостаточно обоснован, поскольку он базировался на анализе данных только для реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$ , тогда как данные для реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 1n)$  не анализировались. Ниже будет показано, что в силу некоторых особенностей эксперимента [66] значительное количество нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$  было потеряно, вследствие чего заключение о достоверности данных, полученных в нем, представляется спорным.

На основании результатов выполненного сравнения был предложен [43,44] метод взаимной корректировки данных Ливермора и Сакле для всех 19 ядер, исследованных в обеих лабораториях (Таблица 1, Рисунок 2), суть которого заключалась в следующем. Расхождения между данными Ливермора и Сакле интерпретировались как проявления погрешностей процедуры определения в Сакле множественности фотонейтронных реакций, то есть ошибочного приписывания реакции  $(\gamma, 1n)$  части нейтронов из реакции  $(\gamma, 2n)$ . В связи с этим данные сечения реакций  $(\gamma, 2n)$ , полученных в Сакле, где множественность фотонейтронов была определена со значительными погрешностями, пересчитывались с тем, чтобы соответствующая часть сечения реакции  $(\gamma, 1n)$ , возвращалась в сечение реакции  $(\gamma, 2n)$ .

Вместе с тем, уже в процессе выполнения этой систематической взаимной корректировки данных для указанных выше 19 ядер были получены серьезные сомнения в том, что данные по сечениям парциальных реакций, полученные в Ливерморе, являются в достаточной степени достоверными. Основной причиной таких сомнений послужило то обстоятельство, что для многих ядер в сечениях реакции  $(\gamma, 1n)$  и для некоторых ядер - в сечениях реакции  $(\gamma, 2n)$ , полученных в Ливерморе, в широких областях энергий налетающих фотонов наблюдаются недостоверные отрицательные значения. Поскольку сечения (функции возбуждения) реакций имеют размерность площади (измеряются в единицах «барн»  $\sim \text{см}^2$ ), отрицательные значения абсолютно физически запрещены. На Рисунке 4 приведены типичные примеры проявления таких погрешностей в сечениях реакций для ядер  $^{94}\text{Zr}$  [59] (4а),  $^{181}\text{Ta}$  [66] (4б),  $^{65}\text{Cu}$  [70] (4в) и  $^{116}\text{Sn}$  [71] (4г). Несмотря на то, что в случаях ядер  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{94}\text{Zr}$  и  $^{116}\text{Sn}$  отдельные отрицательные величины сечений реак-



ции  $(\gamma, 1n)$  находятся в пределах статистических погрешностей, эти значения демонстрируют вполне определенную систематику, и «отрицательные» площади, обозначаемые большим количеством отрицательных значений сечений, имеют заметные определенно отрицательные величины. Появление в сечениях реакции  $(\gamma, 1n)$  отрицательных значений при столь низких энергиях ( $\sim 20 - 22$  МэВ) вызывает определенные сомнения в достоверности обсуждаемых данных, полученных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности.

Подобные сомнения в достоверности обсуждаемых данных особенно очевидны в ситуации для ядра  $^{181}\text{Ta}$  [45], по данным для реакции  $(\gamma, 2n)$  для которого ранее был сделан вывод [44] именно о достоверности данных Ливермора [62]. На Рисунке 4б хорошо видно, что сечение реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 1n)$  спадает до значений, равных 0, уже при энергии  $\sim 17.5$  МэВ. То есть, как отмечалось ранее, в этом эксперименте нейтроны из реакции  $(\gamma, 1n)$  в области бóльших энергий фотонов вообще не были зарегистрированы. В то же время в сечении реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 1n)$ , полученном в Сакле [45], нейтроны были зарегистрированы в области энергий налетающих фотонов вплоть до  $\sim 30$  МэВ.

На основании результатов детального анализа ([51], см. далее) весьма характерных соотношений между собой сечений парциальных и полных реакций на ядре  $^{181}\text{Ta}$  было показано, что значительное количество нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$  в эксперименте [66] было потеряно, и, следовательно, рекомендации исследования [44] являются сомнительными. Потеря значительного количества нейтронов из реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 1n)$  в эксперименте Ливермора [66] означает, что опубликованные результаты и для других исследованных в этом эксперименте реакций,  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$ ,  $^{181}\text{Ta}(\gamma, sn)$  и  $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$  не могут считаться достоверными.

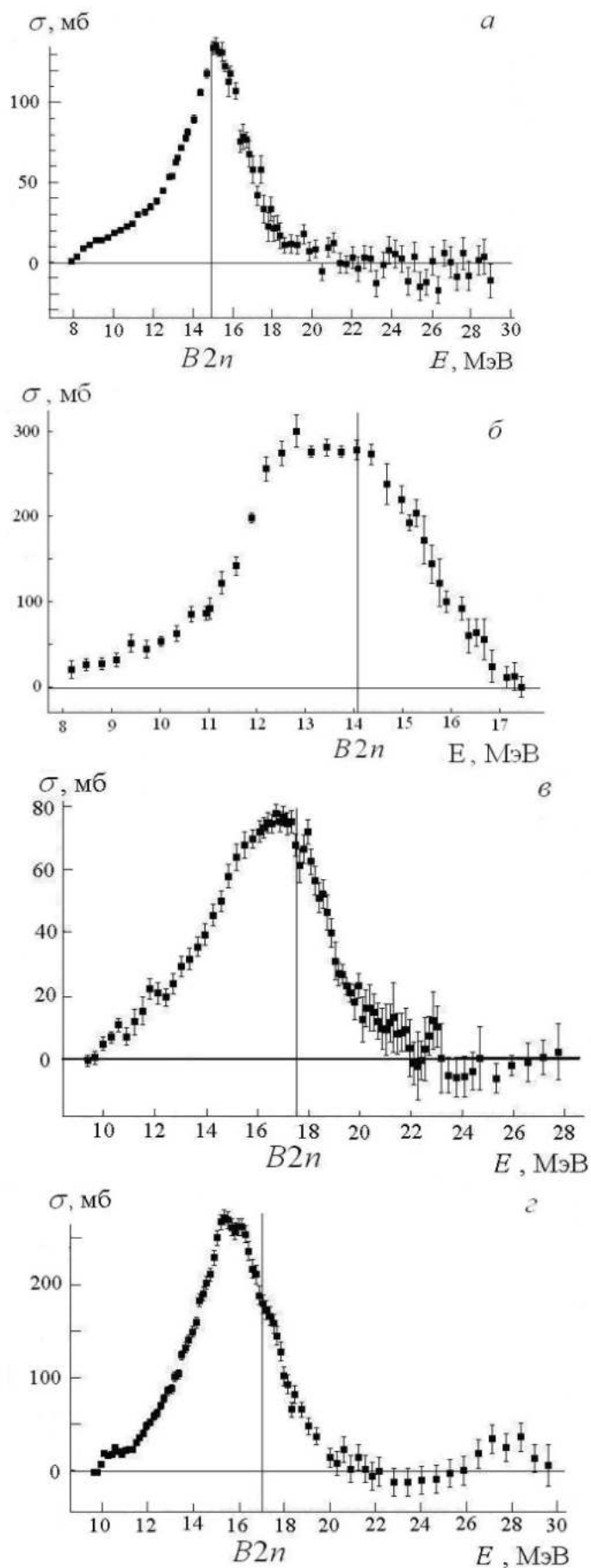


Рисунок 4. Области энергий с физически запрещенными отрицательными значениями в сечениях реакции  $(\gamma, 1n)$ , полученных в Ливерморе: а-  $^{94}\text{Zr}$  [59], б-  $^{181}\text{Ta}$  [66], в-  $^{65}\text{Cu}$  [70], г-  $^{116}\text{Sn}$ . [71].

Это, в свою очередь, означает, что выполненные ранее (описанные выше) оценки и взаимные корректировки данных, полученных в разных экспериментах, основанные только на их сравнительном анализе, не позволяют получить объективные оценки их достоверности. Обнаруженные очевидные физически обусловленные недостатки данных, которые ранее интерпретировались как «достоверные», свидетельствуют о том, что для объективной оценки достоверности результатов разных экспериментов необходимы критерии, не зависящие от способа получения данных и определяемые лишь физическими особенностями их получения.

### Глава 3. Метод получения достоверной информации о сечениях парциальных фотонейтронных реакций

Для получения данных, свободных от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности, был предложен экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций, основанный на использовании объективных физических критериев достоверности таких данных. В нем экспериментальное сечение реакции выхода нейтронов  $(\gamma, xn)$ , практически свободное от проблем, связанных с экспериментальным определением множественности нейтронов, поскольку включает в себя все образующиеся нейтроны, разделяется на вклады парциальных реакций согласно соотношениям Комбинированной модели фотоядерных реакций ((КМФЯР) [48, 49], подробное описание приведено в Приложении 1) с помощью переходных функций множественности (4), которые абсолютно не зависят от проблем экспериментального определения множественности нейтронов. В результате оцененные этим методом сечения парциальных реакций оказываются также свободными от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности и могут считаться достоверными.

#### 3.1 Объективные физические критерии достоверности сечений реакций

В качестве объективных физических критериев достоверности данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций было предложено [46] использовать переходные функции множественности - отношения сечений конкретных парциальных реакций  $\sigma(\gamma, in)$  к соответствующему им сечению выхода  $\sigma(\gamma, xn)$

$$F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in)/[\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]. \quad (13)$$

По физическому смыслу определения такие отношения позволяют легко и наглядно оценивать присутствие систематических погрешностей в экспериментальных данных, полученных любым методом. Так, согласно определению (13) значения отношения  $F_1$  представляют собой частные от деления  $\sigma(\gamma, 1n)/\sigma(\gamma, xn)$  и, следовательно, ни при каких физически достоверных условиях не могут превышать значения 1.00. Соответственно, отношения  $F_2$  представляют собой частные от деления  $\sigma(\gamma, 2n)/\sigma(\gamma, xn)$  с добавлением в

знаменателе некоторых добавок от вкладов сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , и, следовательно, ни при каких физически достоверных условиях не могут превышать значения 0.50. Соответственно, отношения  $F_3$  не могут превышать значения 0.33, отношения  $F_4$  не могут превышать значения 0.25 и т.д. То есть, предложенные критерии достоверности данных являются универсальными с точки зрения определения достоверности данных по сечениям многонуклонных (многонейтронных) парциальных реакций.

Превышение отношениями  $F_i^{\text{эксп}}$  соответствующих предельных значений означает, что разделение фотонейтронов между каналами с различной множественностью в конкретном эксперименте было выполнено недостоверно (ошибочно), а, следовательно, полученные с помощью такого разделения нейтронов сечения парциальных реакций являются физически недостоверными.

Поскольку все члены соотношений (13) являются сечениями реакций, имеющими размерность площади, отношения  $F_i$  должны определенно иметь положительные значения (отрицательные значения сечений реакций, соответствующие отрицательным значениям отношений  $F_i$ , свидетельствуют о недостоверности экспериментальных данных).

С помощью предложенных физических критериев достоверности были исследованы сечения парциальных и полных фотонейтронных реакций для  $\sim 50$  ядер (в том числе для 22 ядер, исследованных в настоящей работе, Таблица 5), полученных в Ливерморе и Сакле, в том числе и многих из 19 ядер, указанных ранее (рисунок 2 и Таблица 1), для которых эксперименты были выполнены в обеих лабораториях [1–23, 46, 47, 50–54, 64, 72–80].

Таблица 5. Список ядер, для которых по данным разных экспериментов был выполнен анализ достоверности сечений парциальных фотонейтронных реакций с использованием объективных физических критериев.

Ядра, для которых оценка данных проведена с использованием сечений реакции выхода нейтронов (2), полученных в Ливерморе (Л) и Сакле (С).
$^{51}\text{V}_\text{С}, ^{59}\text{Co}_\text{Л}, ^{63,65}\text{Cu}_\text{Л}, ^{75}\text{As}_\text{С}, ^{76,78,80,82}\text{Se}_\text{С}, ^{89}\text{Y}_\text{С}, ^{90,91,92,94}\text{Zr}_\text{С}, ^{103}\text{Rh}_\text{С}, ^{115}\text{In}_\text{Л},$ $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}_\text{Л}, ^{127}\text{I}_\text{С}, ^{129}\text{Xe}_\text{С}, ^{133}\text{Cs}_\text{Л}, ^{138}\text{Ba}_\text{Л}, ^{139}\text{La}_\text{С}, ^{140,142}\text{Ce}_\text{С}, ^{141}\text{Pr}_\text{Л},$ $^{145,148}\text{Nd}_\text{С}, ^{153}\text{Eu}_\text{С}, ^{160}\text{Gd}_\text{Л}, ^{159}\text{Tb}_\text{С}, ^{165}\text{Ho}_\text{С}, ^{181}\text{Ta}_\text{С}, ^{186}\text{W}_\text{Л}, ^{186,188,190,192}\text{Os}_\text{Л},$ $^{197}\text{Au}_\text{С}, ^{206,207}\text{Pb}_\text{Л}, ^{208}\text{Pb}_\text{С}, ^{209}\text{Bi}_\text{Л}$

Анализ энергетических зависимостей отношений  $F_i^{\text{эксп}}$  проводился с использованием отношений  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитанных в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [48, 49] и не зависящих от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности. КМФЯР (Приложение 1) представляет собой комбинацию полумикроскопической, экситонной и испарительной моделей, в которой в области энергий фотонов

до  $\sim 30$  МэВ рассматривается механизм формирования электрического дипольного гигантского резонанса (ГДР), представляющего собой когеррентную смесь одночастично-однодырочных ( $1p1h$ )  $E1$ -возбуждений. Плотности частично-дырочных состояний экситонной модели рассчитываются на основе модели Ферми-газа. Комбинированная модель учитывает множественную эмиссию предравновесных частиц, а также влияние на эмиссию фотонуклонов правил сохранения изоспина и коллективных явлений.

Сравнение энергетических зависимостей отношений  $F_i^{\text{эксп}}$ , полученных по конкретным экспериментальным данным, с физически обоснованными зависимостями отношений  $F_i^{\text{теор}}$  позволяет делать определенные выводы о достоверности экспериментальных данных. Это обусловлено тем, что энергетические зависимости отношений  $F_{1,2,3}^{\text{теор}}$  (13), получаемых для различных парциальных реакций по результатам расчетов в рамках КМФЯР, имеют определенные и ясные физические закономерности. Среди отношений  $F_i$  наибольший интерес представляют  $F_2$ :

- отношения  $F_1$  имеют достаточно простой смысл, поскольку рассчитываются в условиях отсутствия конкуренции разных реакций;
- отношения  $F_3$  могут быть проанализированы лишь для относительно небольшого количества ядер, для которых были получены данные о сечениях реакции  $(\gamma, 3n)$ ; как отмечалось выше, эффективность детектора нейтронов, использовавшегося в Сакле (и, тем более, использовавшегося в Ливерморе) была относительно низкой для регистрации событий с участием трех нейтронов;
- отношения  $F_2$  представляют наибольший интерес, поскольку рассчитываются в области энергий налетающих фотонов до  $\sim 30$  МэВ, в которой для большинства исследованных ядер реально конкурируют три обсуждаемые в настоящей работе парциальные реакции  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ .

Представление о физически достоверных энергетических зависимостях отношений  $F_{1,2}^{\text{теор}}$ , рассчитанных для ядер  $^{116}\text{Sn}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , дают рисунки 5 и 6, соответственно, на которых эти отношения сравниваются с отношениями  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$ , полученными по соответствующим экспериментальным данным.

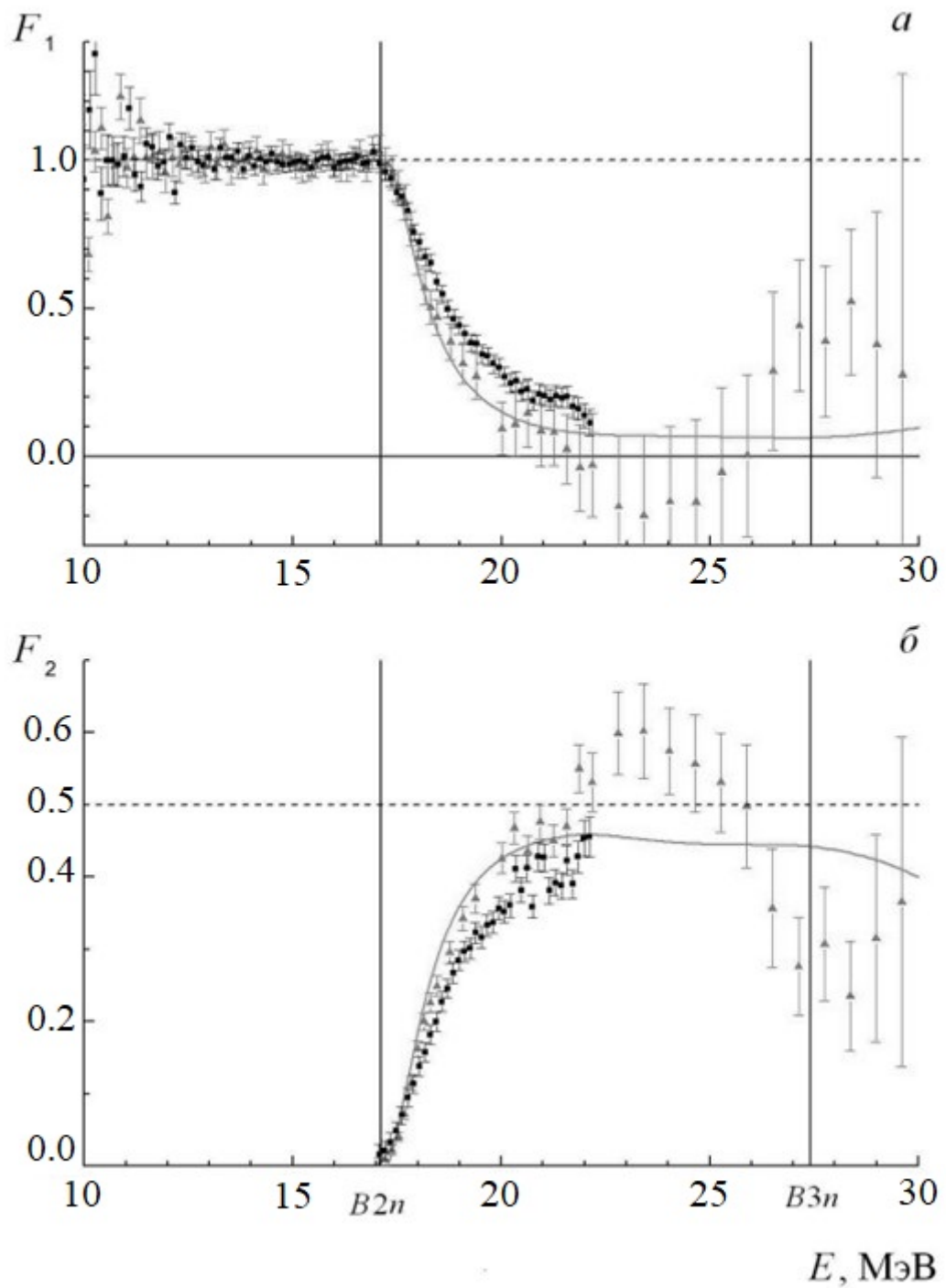


Рисунок 5. Отношения  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$  для ядра  $^{116}\text{Sn}$  (Ливермор [71] – треугольники и Сакле [81] – квадраты) и  $F_{1,2}^{\text{теор}}$  (линии – результаты расчётов в рамках КМФЯР [48, 49]).

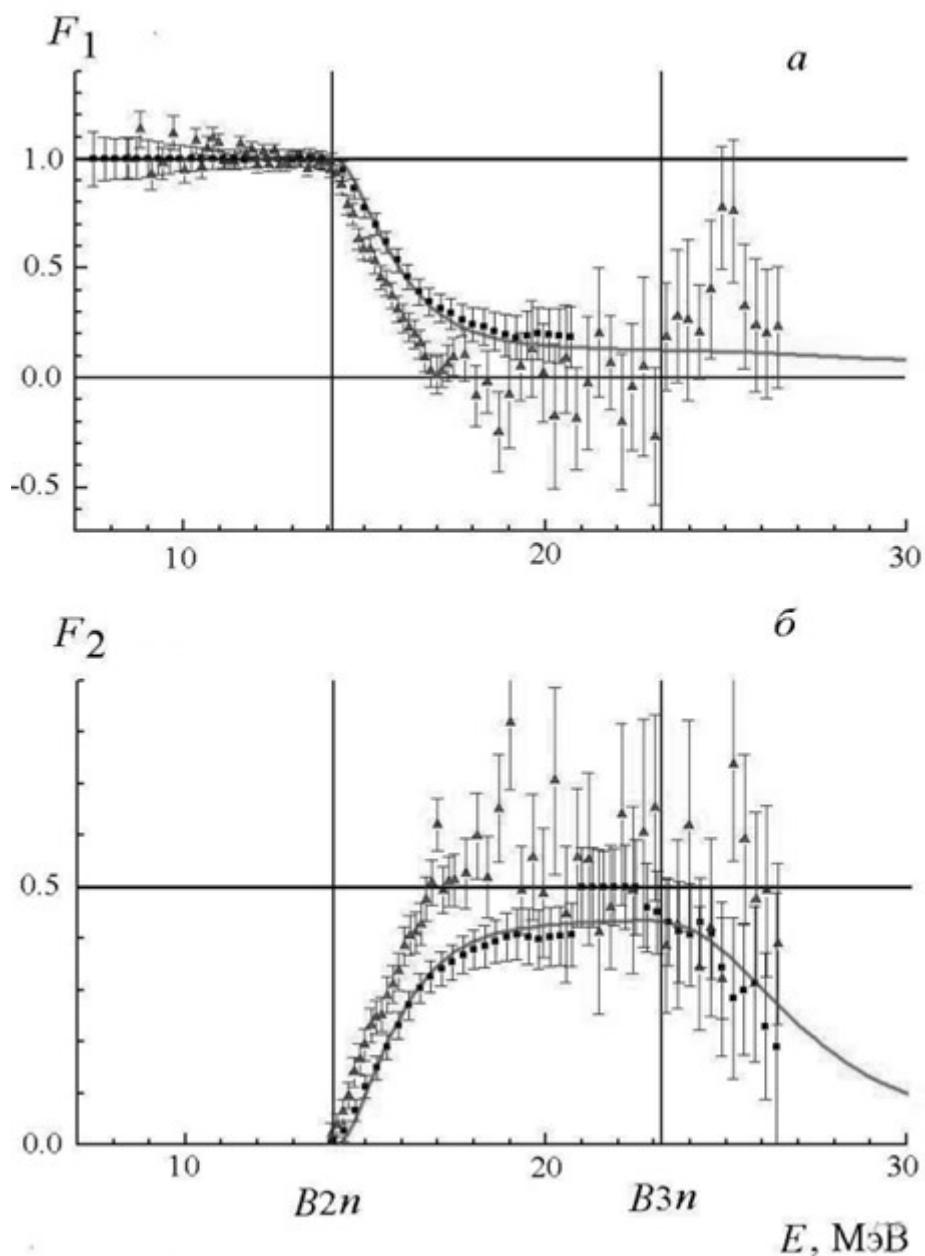


Рисунок 6. Отношения  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$  для ядра  $^{208}\text{Pb}$  (Ливермор [82] – треугольники и Сакле [83] – квадраты) и  $F_{1,2}^{\text{теор}}$  (линии – результаты расчётов в рамках КМФЯР [48, 49]).

Из приведенных данных хорошо видно, что:

- отношения  $F_1^{\text{теор}}$  в области энергий фотонов до порога  $B_{2n}$  реакции  $(\gamma, 2n)$  равны 1, при бóльших энергиях они уменьшаются в соответствии с конкуренцией уменьшающегося сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  и возрастающего сечения реакции  $(\gamma, 2n)$ ;
- отношения  $F_2^{\text{теор}}$  в области энергий фотонов до порога  $B_{2n}$  реакции  $(\gamma, 2n)$  равны 0, при бóльших энергиях они возрастают в соответствии с конкуренцией возрастающего сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  и уменьшающегося сечения реакции  $(\gamma, 1n)$ , снизу приближаются к физическому пре-



делу "const = 0.50", нигде его не достигая; и при энергиях, бóльших порога  $B3n$  реакции  $(\gamma, 3n)$ , уменьшаются в связи с появлением в знаменателе отношения (13) вклада  $3\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)$ ;

- отношения  $F_3^{\text{теор}}$  в области энергий фотонов до порога  $B3n$  реакции  $(\gamma, 3n)$  равны 0, при бóльших энергиях они возрастают в соответствии с конкуренцией уменьшающегося сечения реакции  $(\gamma, 2n)$ , также уменьшающейся высокоэнергетичной части сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  и возрастающего сечения реакции  $(\gamma, 3n)$ .

Приведенные на Рисунках 5 и 6 сравнения отношений  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$  и  $F_{1,2}^{\text{теор}}$  свидетельствуют о том, что данные, полученные для обоих ядер в Ливерморе [71,82], определенно являются недостоверными, поскольку в них наблюдается большое количество физически запрещенных отрицательных величин  $F_1^{\text{эксп}}$  и величин  $F_2^{\text{эксп}}$ , превышающих соответствующий физический предел 0.50.

К достоверности данных, полученных для обоих ядер в Сакле [81,83], также имеются определенные претензии в связи с большими расхождениями отношений  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$  и  $F_{1,2}^{\text{теор}}$ .

Выполненный ранее для большого числа ядер анализ [46,47,50–54,64,72–80] показал, что во многих случаях экспериментальные сечения парциальных реакций, полученные как в Ливерморе, так и в Сакле, не являются достоверными. В случаях каждого из них, аналогично приведенным выше случаям для ядер  $^{116}\text{Sn}$  и  $^{208}\text{Pb}$  в той или иной степени наблюдаются признаки несоответствия предложенным критериям достоверности:

- физически запрещенные отрицательные величины сечений парциальных реакций, прежде реакции  $(\gamma, 1n)$ ;
- сечения реакций, для которых отношения  $F_{1,2,3}^{\text{эксп}}$  превосходят соответствующие физические пределы 1.00, 0.50, 0.33;
- сечения реакций, для которых  $F_{1,2,3}^{\text{эксп}}$  существенно отличаются от отношений  $F_{1,2,3}^{\text{теор}}$ .

В исследованиях, выполненных для большого количества ядер [46,47,50–54,64,72–80] было установлено, что в случаях ядер, исследованных в Сакле, отношения  $F_2^{\text{эксп}}$ , как правило, не превышают физически обусловленный предел достоверности 0.50, однако существенно отличаются от отношений  $F_2^{\text{теор}}$ . В то же время было показано [80], что для многих ядер, исследованных в Ливерморе, отношения  $F_2^{\text{эксп}}$  имеют значения  $\sim 0.60$ – $0.80$ , намного превышающие предел достоверности 0.50, достигая в некоторых случаях абсолютно недостоверных значений. Так, например, в случае ядра  $^{159}\text{Tb}$  [41] в достаточно широкой области энергий налетающих фотонов отношение  $F_2^{\text{эксп}}$  имеет значения 1.0, 1.5, 2.0, то есть такие, при которых «часть» оказывается или равной «целому» или превосходит его.

В исследованиях, выполненных для  $\sim 50$  ядер (Таблица 5), было установлено, что недостоверные значения отношений  $F_i^{\text{эксп}}$ , полученные для реакций с различными множественностями, коррелируют друг с другом [1–23, 46, 47, 50–54, 64, 72–80]. Прежде всего, это относится к реакциям  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ . На Рисунках 5 и 6 хорошо видно, что физически запрещенные отрицательные значения отношений  $F_1^{\text{эксп}}$  наблюдаются именно в той области энергий фотонов, в которой отношения  $F_2^{\text{эксп}}$  превышают физический предел достоверности 0.50. Анализ экспериментальных данных ядер по сечениям парциальных фотонейтронных реакций для большого числа, полученных в разных экспериментах, с использованием физических критериев достоверности, свидетельствует о том, 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 в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических фотонов (или внесения поправок в сечения выхода нейтронов, рассчитанных по статистической теории, в экспериментах на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения), с помощью которых получено абсолютное большинство данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, возможно в экспериментах, выполненных с помощью иных методов - альтернативных методу разделения фотонейтронов между каналами “1n”, “2n”, “3n” по множественности, определяемой по их энергии. Такими методами, не основанными на измерении энергии нейтронов, являются, например, активационный метод, позволяющий разделять каналы “1n”, “2n”, “3n” по различным конечным ядрам реакций, или метод регистрации вылетающих нейтронов в режиме совпадений. Однако, поскольку оба альтернативных метода, во-первых, являются весьма непростыми, а, во-вторых, могут быть использованы далеко не во всех случаях, весьма актуальной является проблема разработки метода оценки данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, которые введенным критериям достоверности удовлетворяют.

### 3.2 Экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций

В качестве метода, свободного как от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности, так и от ограниченных возможностей статистической теории в описании конкуренции каналов распада состояний ГДР, был предложен [46] экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций, позволяющий получать такие сечения, удовлетворяющие критериям достоверности (13):

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} * \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn) * \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn). \quad (14)$$

Метод основан на совместном использовании отношений  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитанных в рамках КМФЯР и не зависящих от особенностей экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности, и экспериментальных сечений реакции выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ , которые содержат в себе вклады от всех парциальных реакций и, следовательно, практически не зависят от этих особенностей. При этом в качестве исходного для процедуры оценки (14) сечения  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$  выбирается то из экспериментальных сечений  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ , которое оказывается наиболее близким к сечению  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ , рассчитанному в рамках КМФЯР. Для достижения максимального сближения экспериментального и теоретического сечений выхода использовались значения их интегральных сечений  $\sigma^{\text{инт}}$  и энергетических центров тяжести  $E^{\text{ц.т.}}$ , на основании которых проводились небольшие нормировки абсолютной величины теоретического сечения выхода и корректировка его энергетической шкалы.

Таким образом, в предложенном экспериментально-теоретическом методе оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций соотношения между оцененными сечениями соответствуют представлениям КМФЯР о механизмах и конкуренции фотоядерных реакций, а их соответствующая сумма  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$  равна экспериментальному сечению реакции выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ . Для более реального описания влияния величин отношений  $F_i$ , рассчитанных в КМФЯР, и снижения влияния на оцененные сечения выбора параметров модели для конкретного ядра, во все отношения  $F_i^{\text{теор}}$  вносилась погрешность 10%.

Для всех ядер, представленных в Таблице 5, было установлено [1–23, 46, 47, 50–54, 64, 72–80], что оцененные сечения парциальных и полных фотонейтронных реакций существенно (в той или иной степени, большей в Ливерморе и меньшей в Сакле) отличаются от экспериментальных сечений. В качестве типичных примеров таких расхождений на Рисунках 7–9 приводятся оцененные и экспериментальные сечения реакций для ядер  $^{115}\text{In}$  [71, 81],  $^{181}\text{Ta}$  [62, 66] и  $^{208}\text{Pb}$  [83, 84]. Соответствующие данные по интегральным сечениям реакций приведены в Таблицах 6–8.

Следует обратить особое внимание на то обстоятельство, что случай ядра  $^{115}\text{In}$  является типичным для большинства исследованных ядер, тогда как случаи ядер  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{208}\text{Pb}$  от этого типичного случая существенно отличаются.

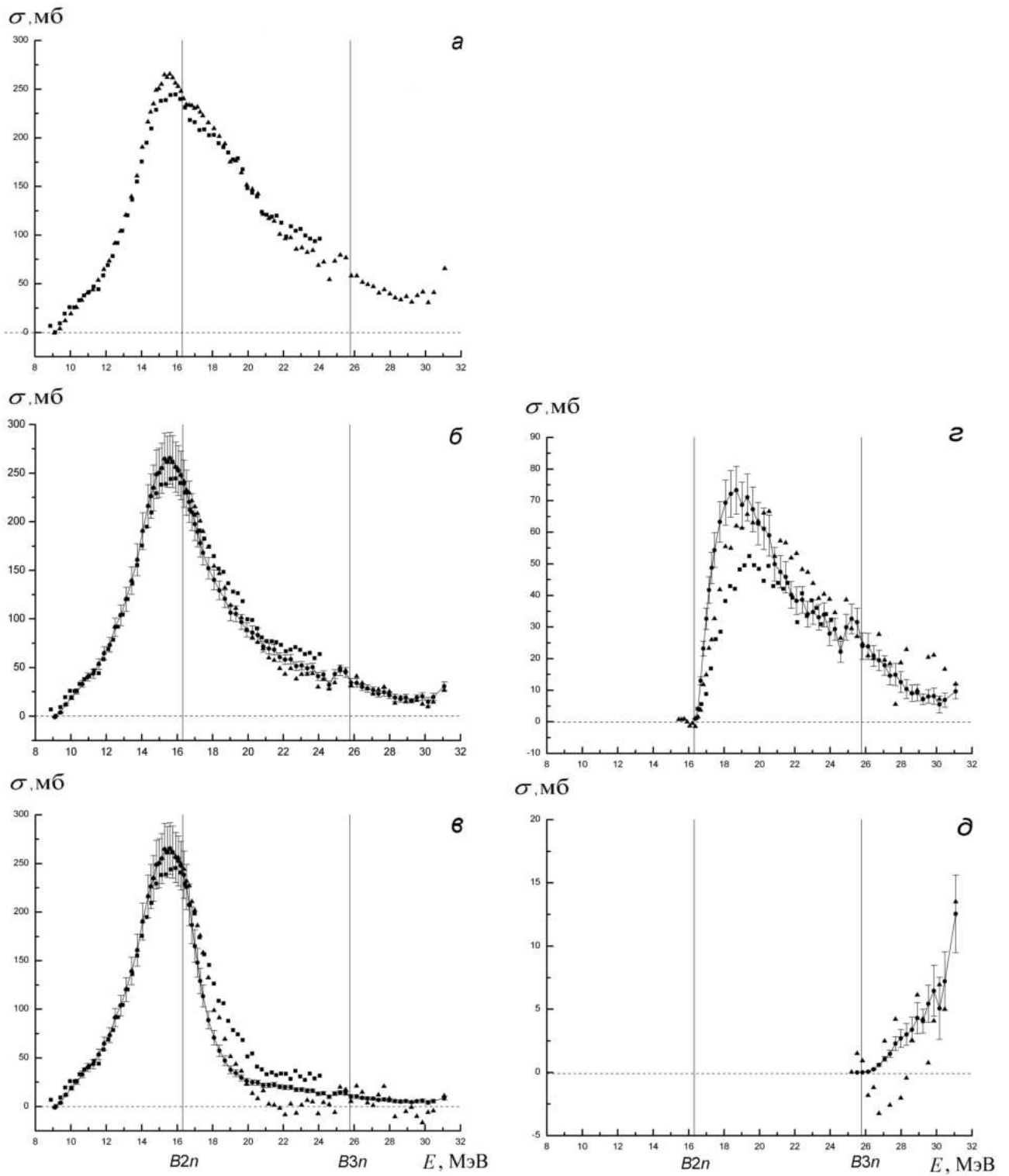


Рисунок 7. Сравнение оцененных [52] и экспериментальных [71, 81] сечений фотонейтронных реакций для ядра  $^{115}\text{In}$ : а-  $\sigma(\gamma, xn)$ , б-  $\sigma(\gamma, sn)$ , в-  $\sigma(\gamma, 1n)$ , г-  $\sigma(\gamma, 2n)$ , д-  $\sigma(\gamma, 3n)$ .

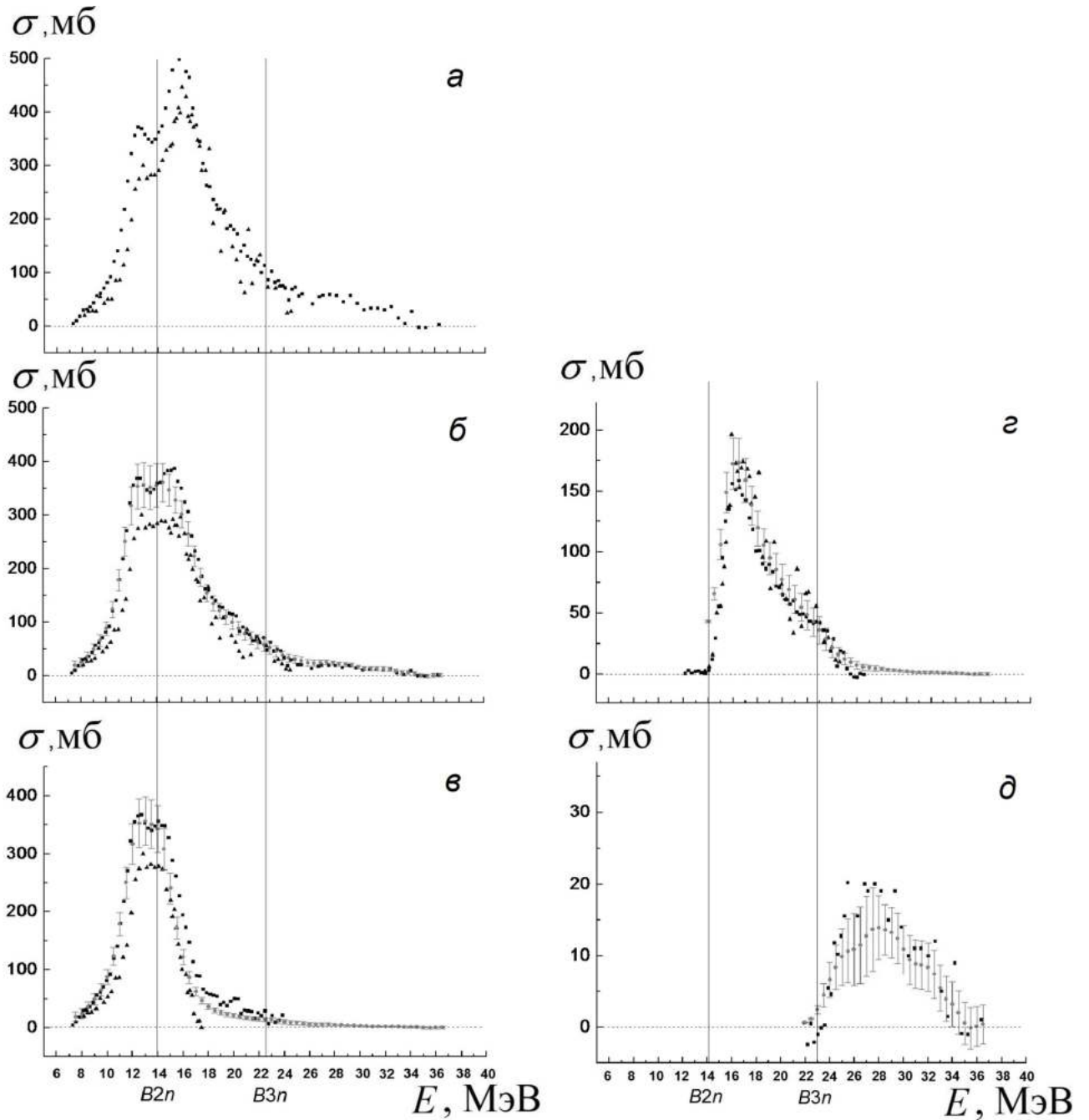


Рисунок 8. Сравнение оцененных [51] и экспериментальных [62,66] сечений реакций для ядра  $^{181}\text{Ta}$ : а- $\sigma(\gamma, xn)$ , б- $\sigma(\gamma, sn)$ , в-  $\sigma(\gamma, 1n)$ , г- $\sigma(\gamma, 2n)$ , д-  $\sigma(\gamma, 3n)$ .

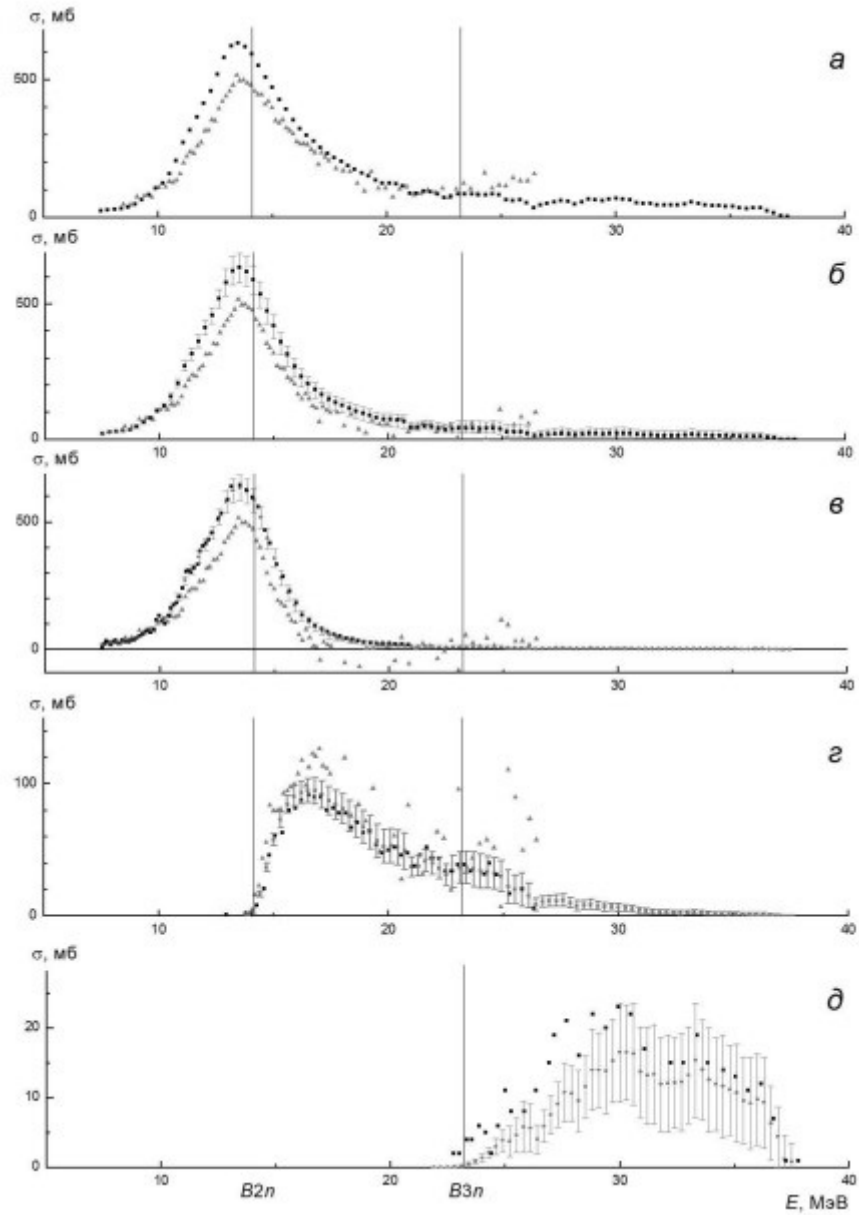


Рисунок 9. Сравнение оцененных [51] и экспериментальных [82, 83] сечений реакций для ядра  $^{208}\text{Pb}$ : а-  $\sigma(\gamma, xn)$ , б-  $\sigma(\gamma, sn)$ , в-  $\sigma(\gamma, 1n)$ , г-  $\sigma(\gamma, 2n)$ , д-  $\sigma(\gamma, 3n)$ .

Таблица 6. Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в МэВ·мб) оцененных и экспериментальных сечений фотонейтронных реакций для ядра  $^{115}\text{In}$ .

Реакция	Оценка [52]	Ливермор [71]	Сакле [81]
$E^{\text{инт}} = 24.0 \text{ МэВ}$			
$(\gamma, xn)$	2063.1	2063.8	2013.0
$(\gamma, sn)$	1687.0	1694.2	1739.4
$(\gamma, 1n)$	1311.4	1328.0	1466.7
$(\gamma, 2n)$	376.2	369.6	273.6
$(\gamma, 3n)$	23.6	17.6	
$E^{\text{инт}} = 31.1 \text{ МэВ}$			
$(\gamma, xn)$	2430.3	2430.3	
$(\gamma, sn)$	1889.0	1883.6	
$(\gamma, 1n)$	1371.3	1356.9	
$(\gamma, 2n)$	494.2	511.5	
$(\gamma, 3n)$	23.6	17.6	

Таблица 7. Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в МэВ·мб) оцененных и экспериментальных сечений фотонейтронных реакций для ядра  $^{181}\text{Ta}$  (рассчитанные до  $E^{\text{инт}} = 35.0 \text{ МэВ}$ ).

Реакция	Оценка [51]	Сакле [62]	Ливермор [66]
$(\gamma, xn)$	4078.2	4078.2	3068.3
$(\gamma, sn)$	3021.9	3124.3	2199.7
$(\gamma, 1n)$	1956.3	2189.5	1315.7
$(\gamma, 2n)$	958.3	797.4	887.0
$(\gamma, 3n)$	107.3	137.4	

Таблица 8. Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в МэВ·мб) оцененных и экспериментальных сечений фотонейтронных реакций для ядра  $^{208}\text{Pb}$ .

Реакция	Оценка [51]	Сакле [83]	Ливермор [82]
$E^{\text{инт}} = B2n = 14.1 \text{ МэВ}$			
$(\gamma, xn)$	1811.1	1811.1	1432.9
$(\gamma, sn)$	1811.1	1811.1	1432.9
$(\gamma, 1n)$	1811.1	1811.1	1432.9
$(\gamma, 2n)$			
$(\gamma, 3n)$			
$E^{\text{инт}} = B3n = 23.2 \text{ МэВ}$			
$(\gamma, xn)$	3820.8	3820.8	3186.7
$(\gamma, sn)$	3270.9	3299.4	2508.2
$(\gamma, 1n)$	2699.6	2817.1	1922.0
$(\gamma, 2n)$	571.2	530.0	670.9
$(\gamma, 3n)$			
$E^{\text{инт}} = 40.0 \text{ МэВ}$			
$(\gamma, xn)$	4592.9	4592.9	3581.6
$(\gamma, sn)$	3663.1	3587.8	2671.8
$(\gamma, 1n)$	2774.7	2875.6	1960.5
$(\gamma, 2n)$	714.5	615.7	860.9
$(\gamma, 3n)$	165.5	197.2	

Главное отличие экспериментальных данных, полученных в Ливерморе для ядер  $^{181}\text{Ta}$  [66] и  $^{208}\text{Pb}$  [82], а также ядер  $^{75}\text{As}$  и  $^{127}\text{I}$  заключается в том, что для каждого из них сечение выхода нейтронов  $(\gamma, xn)$  существенно отличается от соответствующего сечения, полученного в Сакле, уже в области энергий налетающих фотонов, меньших порогов  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$ , в которой проблемы множественности нейтронов отсутствуют, поскольку они образуются только в реакции  $(\gamma, 1n)$ , и сечения реакций  $(\gamma, xn)$ ,  $(\gamma, sn)$  и  $(\gamma, 1n)$  должны быть идентичными.

Такие нетипичные для большого количества других ядер расхождения экспериментальных сечений реакций, полученных в Ливерморе и Сакле, а также сечений, полученных в Ливерморе, и оцененных сечений реакций в случаях ядер  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , как и в случаях специально оцененных в настоящей работе сечений реакций для изотопов  $^{206,207}\text{Pb}$ , будут специально рассмотрены далее.



Особое внимание обращает на себя такое обстоятельство, что экспериментальные данные для ядра  $^{181}\text{Ta}$  (Рисунок 8в), полученные в Ливерморе, имеют существенное отличие от многих других аналогичных данных. Дело в том, что в реакции с вылетом одного нейтрона сечение равно 0 уже при энергии фотонов около 17.5 МэВ, тогда как сечение этой реакции, полученное в Сакле, не спадает до нулевых значений вплоть до энергий  $\sim 30$  МэВ так же, как теоретическое сечение, рассчитанное в КМФЯР.

## Глава 4. Новые оцененные сечения парциальных и полных реакций

Настоящая глава посвящена описанию основных результатов, полученных при выполнении диссертационной работы. Анализ достоверности экспериментальных данных, оценка сечений парциальных и полных фотонейтронных реакций, а также определение причин расхождений между оцененными и экспериментальными сечениями выполнены для 22 ядер  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{206,207}\text{Pb}$ . С помощью дополнения экспериментально-теоретического метода оценки детальным анализом разностей между оцененными и экспериментальными сечениями реакций, установлено, что в случаях разных исследованных ядер проявляются систематические погрешности трех типов.

### 4.1 Сечения реакций для ядер $^{76,78,80,83}\text{Se}$ , $^{89}\text{Y}$ , $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ , $^{103}\text{Rh}$ , $^{165}\text{Ho}$ , полученные с учетом систематических погрешностей, обусловленных неоднозначностью разделения фотонейтронов по множественности на основе данных об их энергиях

Для всех указанных выше ядер был выполнен анализ достоверности экспериментальных данных с использованием физических критериев достоверности (13), описанных в Главе 3. Как отмечалось, отношения  $F_i$  позволяют делать достаточно простые и объективные заключения о присутствии (или отсутствии) в экспериментальных сечениях реакций систематических погрешностей.

На Рисунке 10 приведены типичные примеры сравнений [2, 3] отношений  $F_i^{\text{эксп}}$ , полученных по экспериментальным сечениям [85] парциальных реакций и выхода нейтронов для ядер  $^{78,80}\text{Se}$ , с отношениями  $F_i^{\text{теор}}$ , полученными по сечениям соответствующих реакций, рассчитанных в КМФЯР [48, 49].

На Рисунке 11 приведены аналогичные примеры сравнений [1] отношений  $F_i^{\text{эксп}}$ , полученных по экспериментальным сечениям [59] парциальных реакций и выхода нейтронов для ядер  $^{91,94}\text{Zr}$ , с отношениями  $F_i^{\text{теор}}$ , полученными по сечениям соответствующих реакций, рассчитанных в КМФЯР [48, 49].

Хорошо видно, что в случаях всех четырех рассмотренных ядер в широких областях энергий налетающих фотонов ( $\sim 22\text{--}26$  МэВ для  $^{78}\text{Se}$  и  $\sim 24\text{--}28$  МэВ для  $^{80}\text{Se}$  и  $\sim 23\text{--}30$  для  $^{91}\text{Zr}$  и  $\sim 21\text{--}26$  МэВ для  $^{94}\text{Zr}$ ) экспериментальные данные физическим критериям достоверности не удовлетворяют в связи с

наличием большого количества физически запрещенных отрицательных значений отношений  $F_1^{\text{эксп}}$  и значений отношений  $F_2^{\text{эксп}}$ , превышающих предел достоверности 0.50. При этом наблюдаются значительные расхождения между  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$  и  $F_{1,2}^{\text{теор}}$ . В случае ядра  $^{94}\text{Zr}$  наблюдаются и значительные расхождения между  $F_3^{\text{эксп}}$  и  $F_3^{\text{теор}}$ .

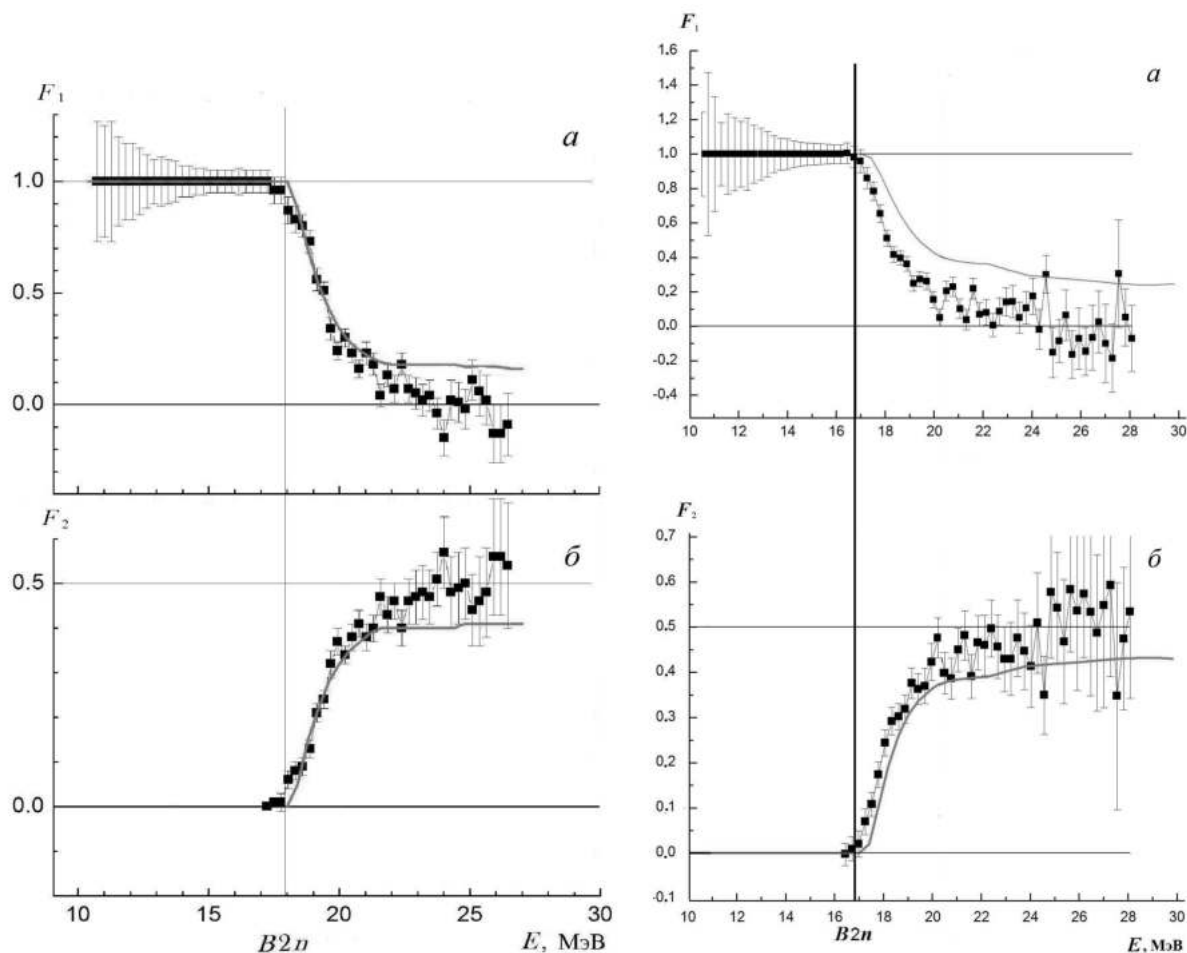


Рисунок 10. Экспериментальные ([85] – квадраты) отношения  $F_1^{\text{эксп}}$  (а) и  $F_2^{\text{эксп}}$  (б) для ядер  $^{78}\text{Se}$  (слева) и  $^{80}\text{Se}$  (справа) в сравнении [2,3] с отношениями  $F_{1,2}^{\text{теор}}$  (линии), полученными по данным, рассчитанным в КМФЯР [48, 49].

Приведенные данные очевидно свидетельствуют о том, что во всех рассмотренных выше случаях физически недостоверные отрицательные значения  $F_1^{\text{эксп}}$  и недостоверные по величине значения  $F_2^{\text{эксп}}$  коррелируют друг с другом. Так, физически запрещенные отрицательные значения отношений  $F_1^{\text{эксп}}$  появляются именно в тех областях энергий фотонов, в которых отношения  $F_2^{\text{эксп}}$  превышают предел достоверности 0.50. Это свидетельствует о некоторой общей причине их недостоверности. Появление отрицательных значений  $F_1^{\text{эксп}}$  определено обусловлено тем, что заметное количество нейтронов было недостоверно изъято из реакции  $(\gamma, 1n)$ . Недостоверно изъятые из реакции  $(\gamma, 1n)$  были приписаны реакции  $(\gamma, 2n)$ , что и привело к недостоверному возрастанию отношений  $F_2^{\text{эксп}}$  вплоть до появления значений, превышающих физический предел достоверности 0.50.

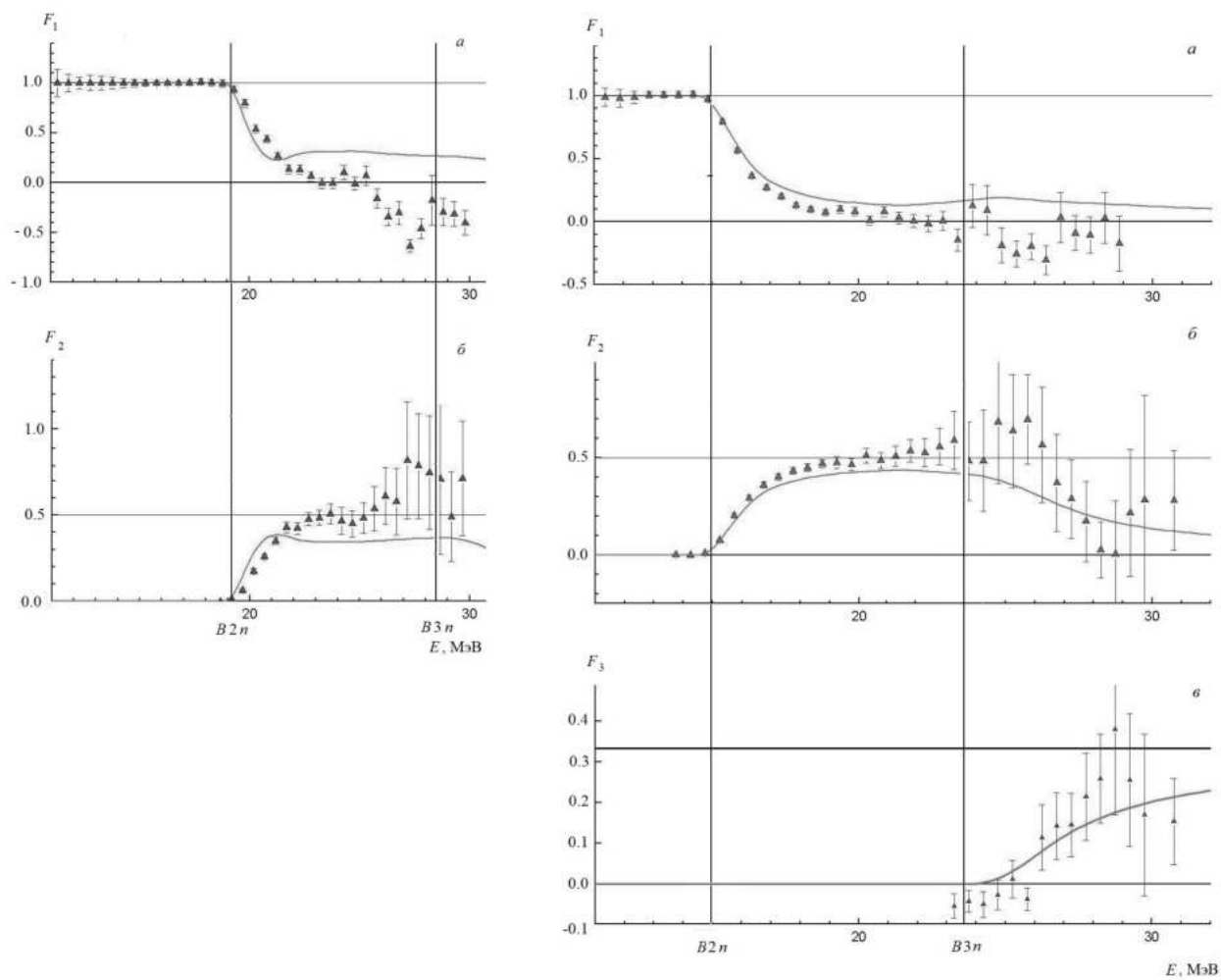


Рисунок 11. Экспериментальные ([59] – треугольники) отношения  $F_1^{\text{эксп}}$  (а),  $F_2^{\text{эксп}}$  (б) и  $F_3^{\text{эксп}}$  (в) для ядер  $^{91}\text{Zr}$  (слева) и  $^{94}\text{Zr}$  (справа) в сравнении [1] с отношениями  $F_{1,2}^{\text{теор}}$  (линии), полученными по данным, рассчитанным в КМФЯР [48, 49].

Полученные данные определенно свидетельствуют также о том, что обсуждаемые расхождения носят сугубо индивидуальный характер, поскольку и абсолютные значения отношений  $F_{1,2}$  и области энергий, в которых они имеют недостоверные значения, для разных ядер заметно различаются. Дополнительно и особенно ярко это следует из сравнения обсуждаемых данных для изотопов  $^{63,65}\text{Cu}$  (Рисунок 12), которые будут более детально рассмотрены в следующем параграфе. В то время, как в случае изотопа  $^{63}\text{Cu}$  недостоверные значения отношений  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$  присутствуют в области энергий налетающих фотонов  $\sim 22\text{--}28$  МэВ, в случае изотопа  $^{65}\text{Cu}$  очевидно недостоверных значений  $F_{1,2}$  практически не наблюдается, однако в области энергий фотонов, превышающих порог  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$ , все значения  $F_{1,2}^{\text{эксп}}$  существенно отличаются от  $F_{1,2}^{\text{теор}}$ .

Аналогичные свидетельства недостоверности экспериментальных сечений парциальных реакций в той или иной степени наблюдаются и для остальных из упомянутых выше ядер  $^{76,82}\text{Se}$  [2],  $^{89}\text{Y}$  [5],  $^{90,92}\text{Zr}$  [59],  $^{103}\text{Rh}$  и  $^{165}\text{Ho}$  [6].

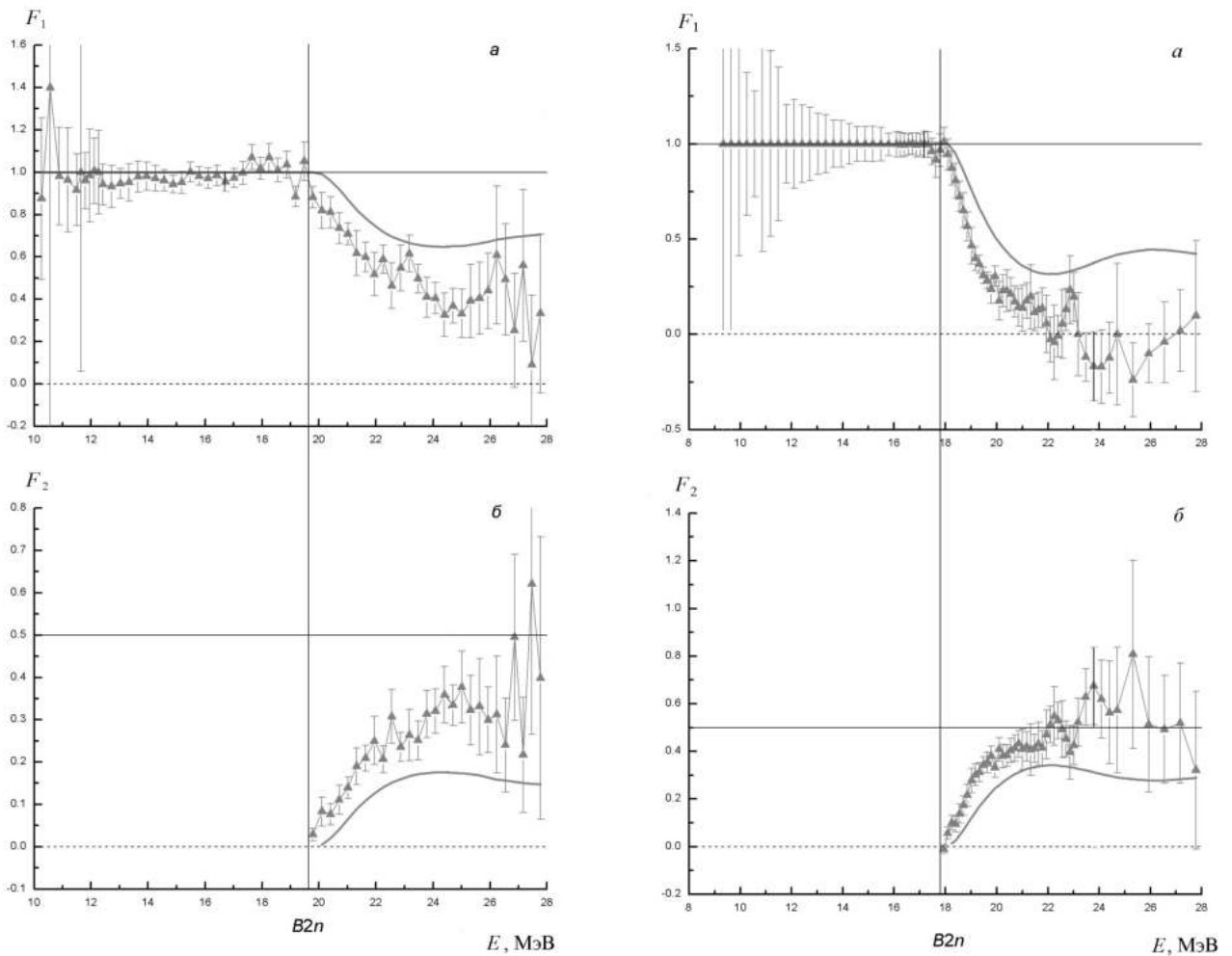


Рисунок 12. Экспериментальные ([70] – треугольники) отношения  $F_1^{\text{эксп}}$  (а) и  $F_2^{\text{эксп}}$  (б) для ядер  $^{63}\text{Cu}$  (слева) и  $^{65}\text{Cu}$  (справа) в сравнении [3] с отношениями  $F_{1,2}^{\text{теор}}$  (линии), полученными по данным, рассчитанным в КМФЯР [48, 49].

Для всех обсуждаемых в настоящем разделе ядер ( $^{76,78,80,82}\text{Se}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ) ядер с помощью экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций (14), описанного в Главе 3, были получены новые сечения, удовлетворяющие физическим критериям достоверности (13). На Рисунках 13,14 приведены типичные примеры сравнений оцененных и экспериментальных сечений реакций для ядер  $^{80}\text{Se}$  [2,3] и  $^{65}\text{Cu}$  [3]. На Рисунках 15,16 приведены аналогичные данные для ядер  $^{90,92}\text{Zr}$  [1]. В Таблице 9 приведены соответствующие данные об интегральных сечениях реакций для некоторых из обсуждаемых ядер.

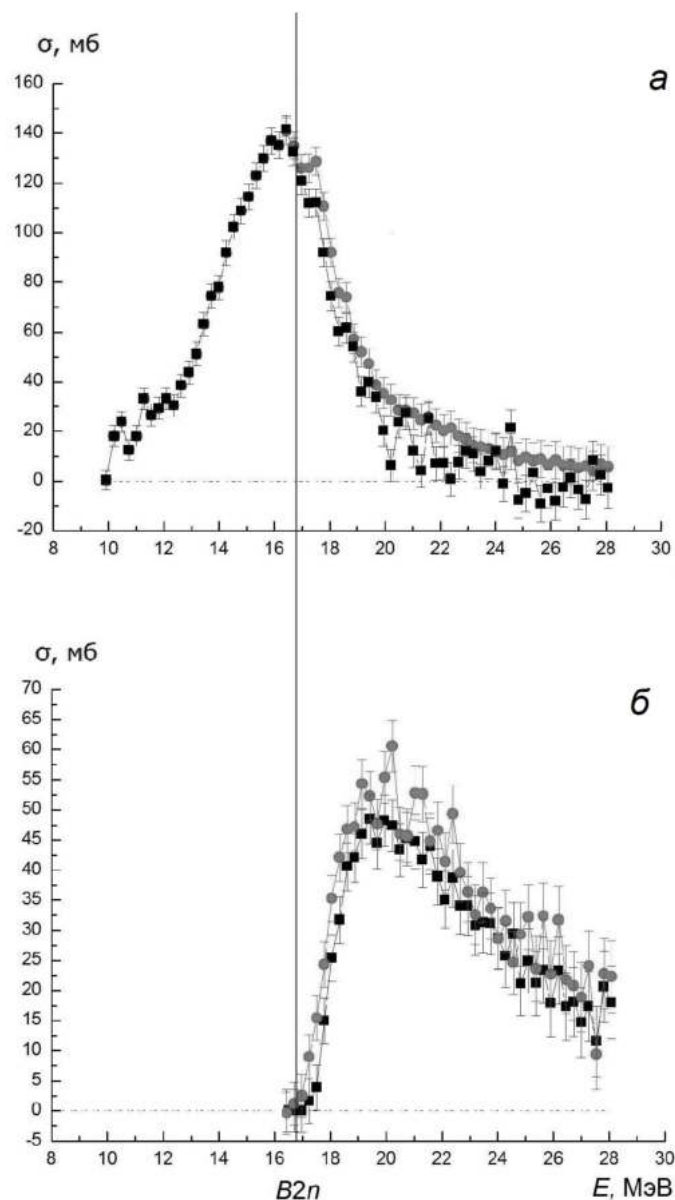


Рисунок 13. Оцененные ([3] – круги) и экспериментальные ([70] – треугольники) сечения : а-  $(\gamma, 1n)$  реакция для ядра  $^{65}\text{Cu}$ , б-  $(\gamma, 2n)$  реакция для ядра  $^{65}\text{Cu}$ .

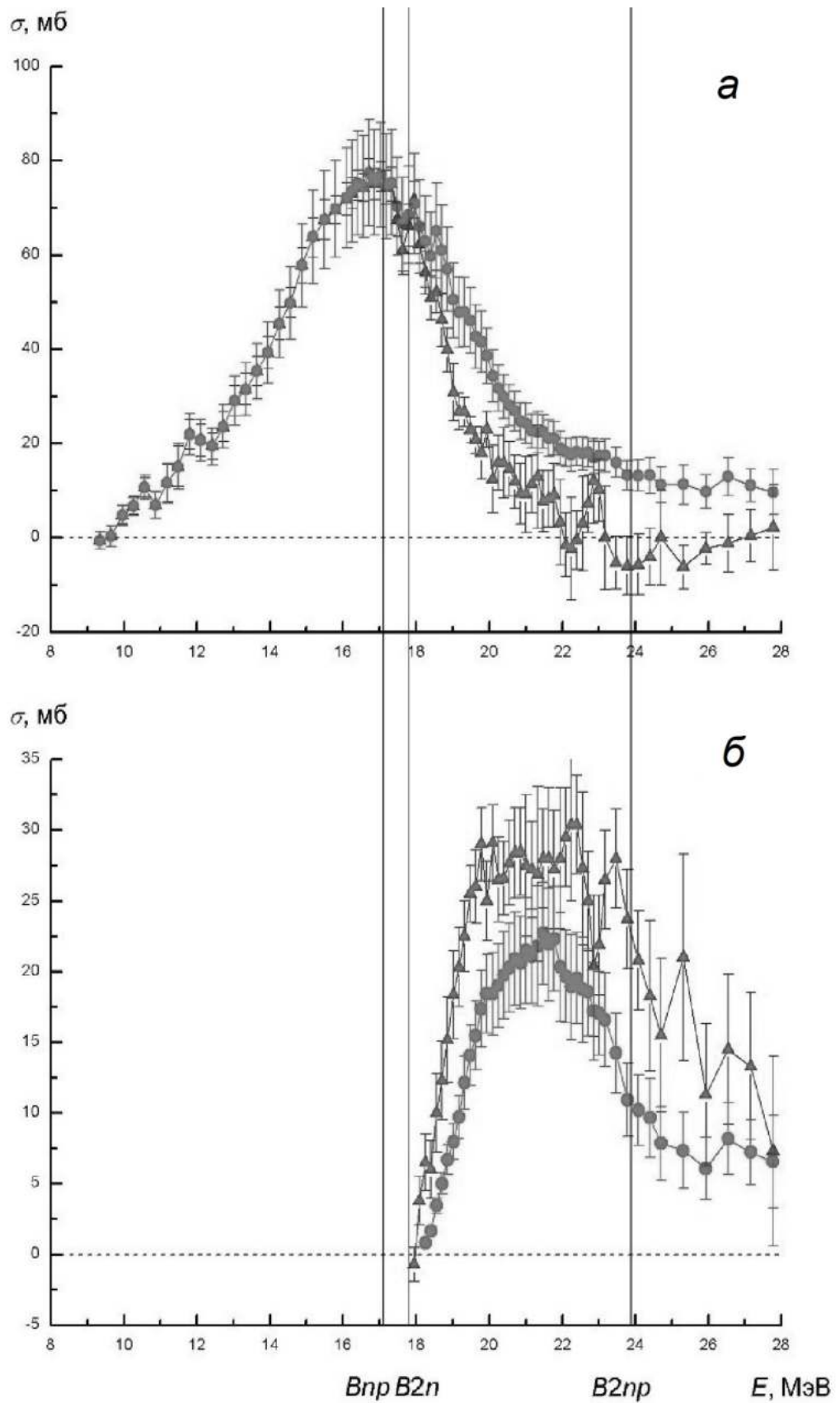


Рисунок 14. Оцененные ([2,3] – круги) и экспериментальные ([85] – квадраты) сечения : а-  $(\gamma, 1n)$  реакция для ядра  $^{80}\text{Se}$ , б-  $(\gamma, 2n)$  реакция для ядра  $^{80}\text{Se}$ .

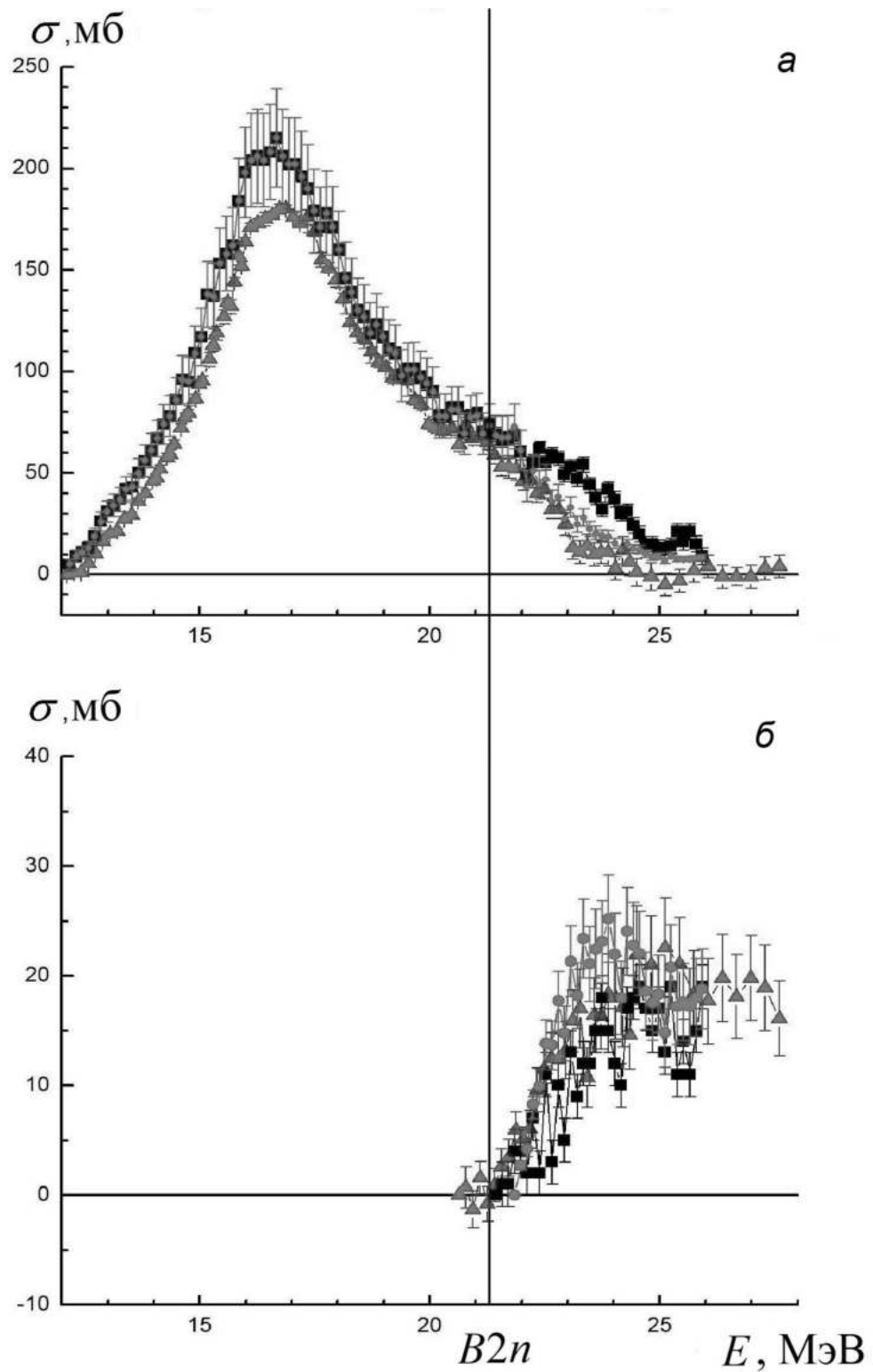


Рисунок 15. Оцененные ([1] – круги) и экспериментальные ([86] – квадраты, [59] – треугольники) сечения : а-  $(\gamma, 1n)$  реакция для ядра  $^{90}\text{Zr}$ , б-  $(\gamma, 2n)$  реакция для ядра  $^{90}\text{Zr}$ .



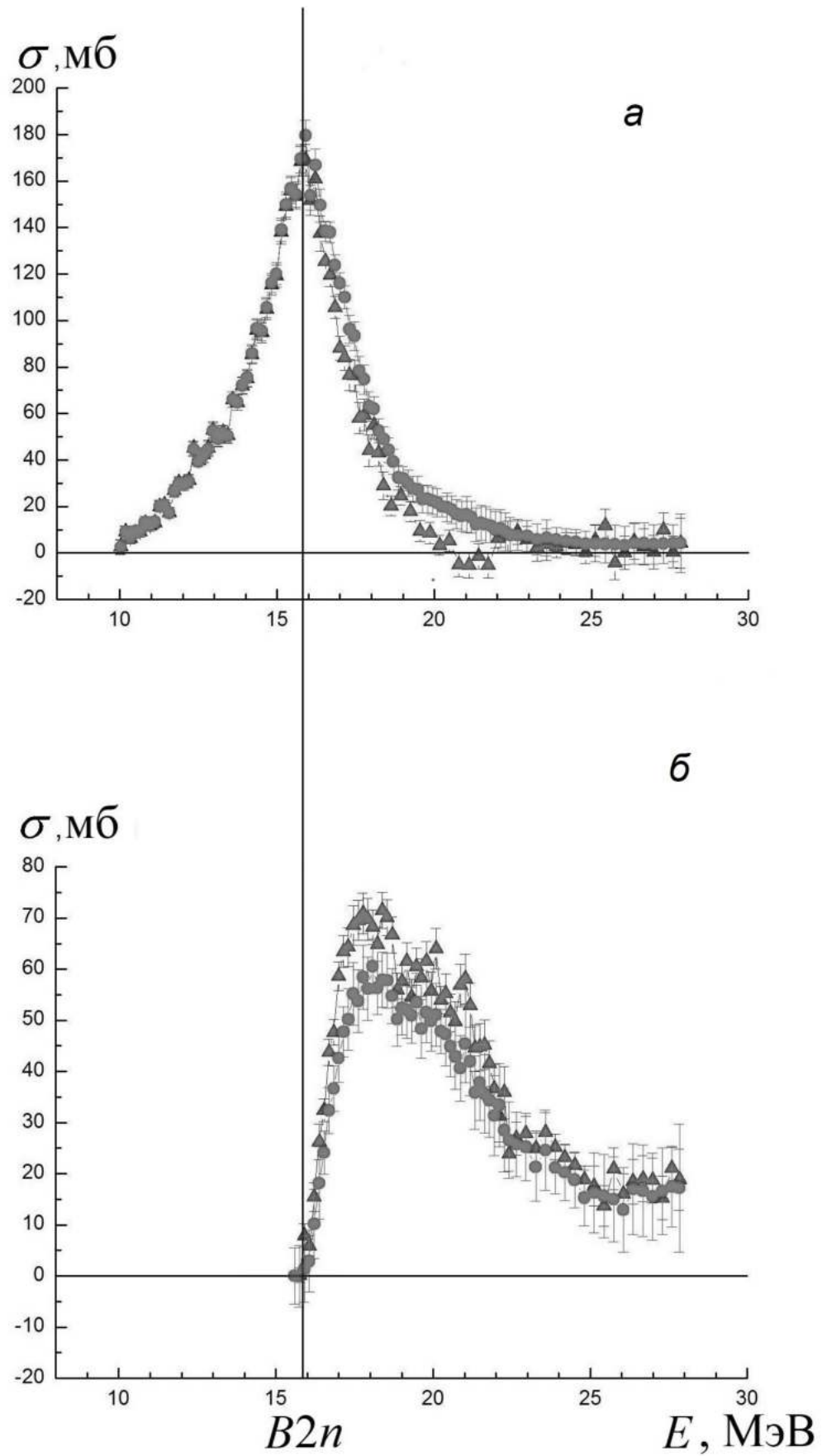


Рисунок 16. Оцененные ([1] – круги) и экспериментальные ([59] – треугольники) сечения : а-  $(\gamma, 1n)$  реакция для ядра  $^{92}\text{Zr}$ , б-  $(\gamma, 2n)$  реакция для ядра  $^{92}\text{Zr}$ .

Таблица 9. Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в МэВ·мб) оцененных [1–3] сечений парциальных реакций на ядрах  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{76,78,80,82}\text{Se}$  и  $^{91,92}\text{Zr}$  в сравнении с соответствующими экспериментальными данными.

Реакция	Эксперимент	Оценка	Эксперимент	Оценка
$^{63}\text{Cu}$				
	$E^{\text{инт}} = B_{2n} = 19.7 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 28.0 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, 1n)$	365.2 (3.3) [70]	370.3 (11.1) [3]	536.3 (7.3) [70]	605.2 (14.0) [3]
$(\gamma, 2n)$			76.3 (3.4) [70]	39.0 (1.6) [3]
$^{65}\text{Cu}$				
	$E^{\text{инт}} = B_{2n} = 17.8 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 28.0 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, 1n)$	334.7 (5.0) [70]	370.3 (11.1) [3]	432.5 (13.0) [70]	581.0 (13.4) [3]
$(\gamma, 2n)$			200.0 (9.5) [70]	121.9 (4.9) [3]
$^{76}\text{Se}$				
	$E^{\text{инт}} = B_{2n} = 19.18 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 26.46 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, 1n)$	634.2 (4.9) [85]	632.5 (10.9) [2]	816.2 (7.3) [85]	880.4 (12.3) [2]
$(\gamma, 2n)$	0.9 (0.7) [85]		183.1 (4.1) [85]	142.5 (3.6) [2]
$^{78}\text{Se}$				
	$E^{\text{инт}} = B_{2n} = 17.92 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 26.46 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, 1n)$	584.6 (4.7) [85]	586.6 (10.5) [2]	780.5 (7.5) [85]	838.0 (11.8) [2]
$(\gamma, 2n)$	1.3 (0.5) [85]		273.8 (3.7) [85]	238.8 (4.7) [2]
$^{80}\text{Se}$				
	$E^{\text{инт}} = B_{2n} = 16.88 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 28.0 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, 1n)$	501.4 (6.6) [85]	502.5 (6.6) [3]	748.3 (13.6) [85]	862.6 (13.6) [3]
$(\gamma, 2n)$			389.5 (8.5) [85]	328.5 (8.4) [3]
$^{82}\text{Se}$				
	$E^{\text{инт}} = B_{2n} = 15.98 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 26.46 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, 1n)$	362.4 (4.4) [85]	363.2 (8.7) [2]	728.7 (8.5) [85]	723.7 (11.3) [2]
$(\gamma, 2n)$			397.8 (5.5) [85]	385.4 (6.7) [2]
$^{91}\text{Zr}$				
	$E^{\text{инт}} = B_{2n} = 19.20 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 28.50 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, 1n)$	780.8 (22.0) [59]	782.6 (4.8) [1]	881.8 (11.0) [59]	947.5 (24.2) [1]
$(\gamma, 2n)$			174.8 (5.2) [59]	143.4 (6.0) [1]
$^{92}\text{Zr}$				
	$E^{\text{инт}} = B_{2n} = 15.80 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 27.80 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, 1n)$	340.3 (2.3) [59]	341.4 (2.3) [1]	645.1 (8.0) [59]	748.2 (8.5) [1]
$(\gamma, 2n)$			447.5 (4.2) [59]	379.5 (8.5) [1]

Выполненные исследования свидетельствуют о том, что в областях энергий налетающих фотонов до порогов  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$  оцененные и экспериментальные сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , а, следовательно и реакций  $(\gamma, sn)$  и  $(\gamma, xn)$ , практически совпадают. При этом в областях энергий, при которых реакции  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  конкурируют, наблюдаются типичные существенные разнонаправленные расхождения: оцененные сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  имеют меньшие, а реакции  $(\gamma, 2n)$  большие абсолютные значения. Сказанное справедливо для всех рассмотренных ядер за исключением ядра  $^{82}\text{Se}$ . Для изотопа  $^{82}\text{Se}$  расхождения практически отсутствуют, но тем не менее оцененные сечения для обеих парциальных реакций имеют величины, определенно меньшие величин экспериментальных сечений. Это очевидно свидетельствует о присутствии каких-то иных погрешностей в сечении реакции  $(\gamma, 1n)$  и дополнительно подтверждает отмеченное выше обстоятельство, что обсуждаемые расхождения носят сугубо индивидуальный характер.

Из сравнения данных, приведенных на Рисунках 13-16 и представленных в Таблице 9, очевидно, что расхождения между оцененными и экспериментальными сечениями реакций обусловлены тем, что некоторое количество нейтронов недостоверно перемещается из одной реакции в другую. Это означает что для всех обсуждаемых ядер основной причиной расхождений между экспериментальными и оцененными сечениями парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  является определенный недостаток использованного метода разделения фотонейтронов по множественности, основанного на измерении энергий нейтронов. Такой способ определения множественности приводит к неоднозначности идентификации принадлежности нейтрона к той или иной парциальной реакции и, соответственно, к систематическим погрешностям сечений обеих реакций.

Причина рассмотренных типичных расхождений между оцененными и экспериментальными сечениями парциальных реакций определенно подтверждается разностями

$$\Delta\sigma = \sigma^{\text{оцен}} - \sigma^{\text{эксп}} \quad (15)$$

между оцененными и экспериментальными сечениями парциальных реакций. На Рисунках 17-19 приведены разности (15) между оцененными и экспериментальными сечениями реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  для ядер  $^{76,78}\text{Se}$  [85] и  $^{92}\text{Zr}$  [59].

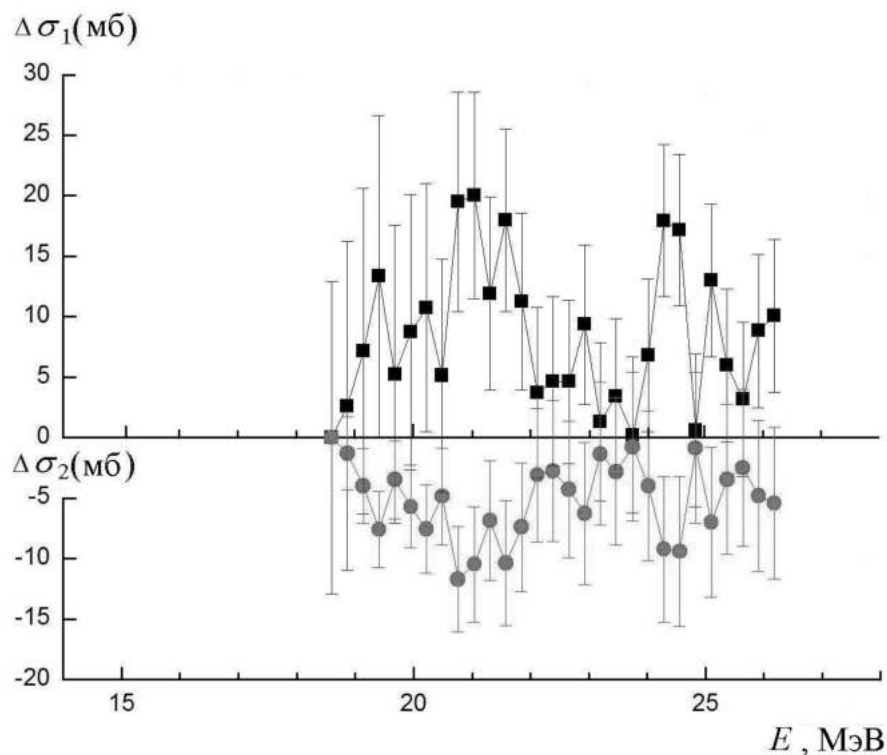


Рисунок 17. Сравнение разностей ( $\Delta\sigma(1n)$  – квадраты и  $\Delta\sigma(2n)$  – круги) между оцененными [2] и экспериментальными [85] сечениями реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на ядре  $^{76}\text{Se}$ .

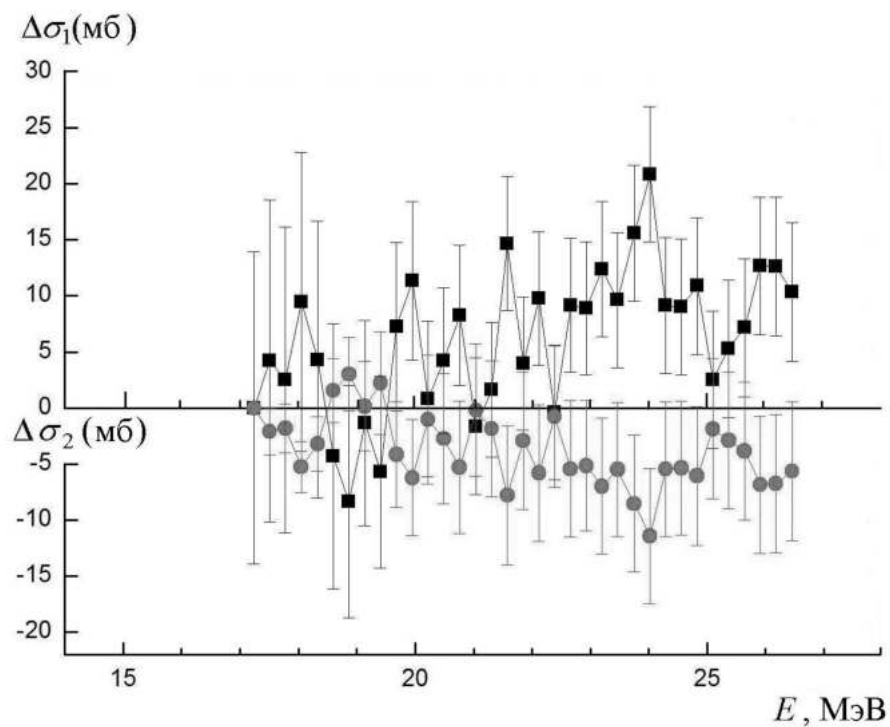


Рисунок 18. Сравнение разностей ( $\Delta\sigma(1n)$  – квадраты и  $\Delta\sigma(2n)$  – круги) между оцененными [2] и экспериментальными [85] сечениями реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на ядре  $^{78}\text{Se}$ .

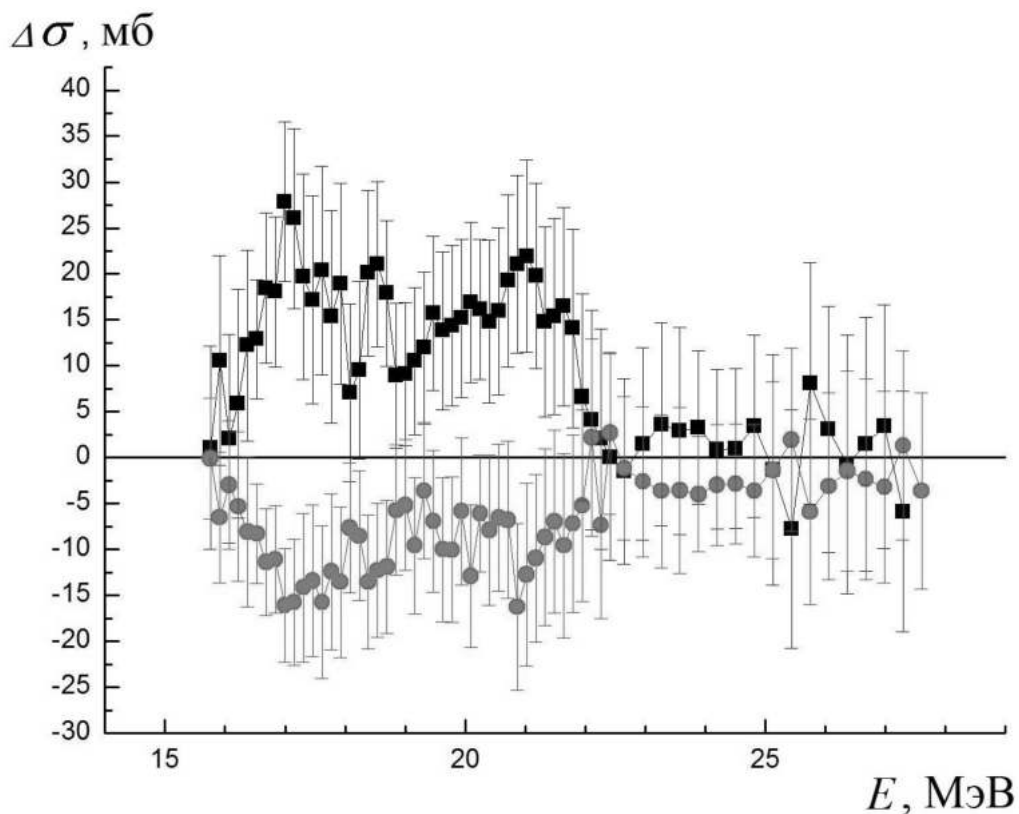


Рисунок 19. Сравнение разностей ( $\Delta\sigma(1n)$  – квадраты и  $\Delta\sigma(2n)$  – круги) между оцененными [1] и экспериментальными [59] сечениями реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на ядре  $^{92}\text{Zr}$ .

Приведенные данные определенно свидетельствуют о том, что разности  $\Delta\sigma(1n) = \Delta\sigma_1$  между оцененными и экспериментальными сечениями реакции  $(\gamma, 1n)$  практически полностью соответствуют обратным разностям  $\Delta\sigma(2n) = \Delta\sigma_2$  между экспериментальными и оцененными сечениями для реакций  $(\gamma, 2n)$ . Это означает, что в обсуждаемых экспериментах [59,85] многие нейтроны из реакции  $(\gamma, 1n)$  были недостоверно (ошибочно) интерпретированы как нейтроны из реакции  $(\gamma, 2n)$ . Полученные разности  $\Delta\sigma_1$  и  $\Delta\sigma_2$  свидетельствуют о том, что для обсуждаемых ядер основными причинами заметных расхождений между оцененными и экспериментальными сечениями реакций, полученными в обеих лабораториях, являются систематические погрешности процедур, использованных для подсчета событий с одним и двумя нейтронами в методе разделения фотонейтронов по множественности, основанном на измерении энергий нейтронов.

Этот определенный недостаток метода разделения нейтронов по множественности на основании данных об их энергиях обусловлен тем обстоятельством, что нейтроны из реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  имеют заметно различающиеся энергии только в том случае, когда конечное ядро реакции  $(\gamma, 1n)$  образуется в основном состоянии. В большинстве случаев это – не так. При образовании конечного ядра реакции  $(\gamma, 1n)$  в возбужденных состояниях вылетающие нейтроны будут иметь меньшие энергии, близкие к энергиям ней-

тронов из реакции  $(\gamma, 2n)$ . Это было проиллюстрировано [50] результатами расчетов в КМФЯР энергетических спектров фотонейтронов в случаях ядер  $^{141}\text{Pr}$  и  $^{186}\text{W}$ , которые приведены на Рисунке 20.

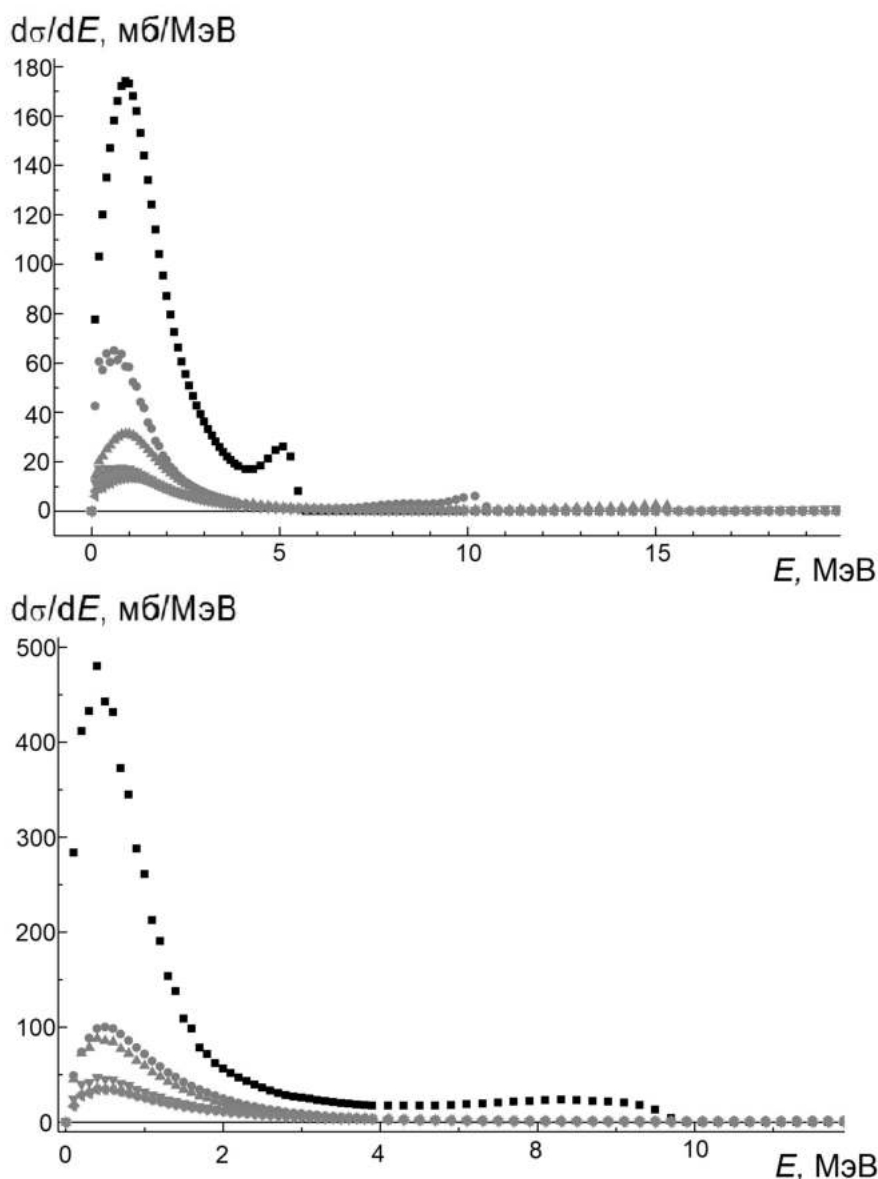


Рисунок 20. Сравнение энергетических спектров фотонейтронов [50] из ядер  $^{141}\text{Pr}$  (сверху) и  $^{186}\text{W}$  (снизу), испускаемых состояниями с различными энергиями возбуждения. Квадраты – спектр, полученный при энергии налетающих фотонов  $E_\gamma = 15$  МэВ; круги – при  $E_\gamma = 20$  МэВ; треугольники вершиной вверх – при  $E_\gamma = 25$  МэВ, треугольники вершиной вниз – при  $E_\gamma = 30$  МэВ; треугольники вершиной вправо – при  $E_\gamma = 40$  МэВ.

В ядре  $^{141}\text{Pr}$  энергии 15 МэВ и 20 МэВ соответствуют максимумам сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , а в ядре  $^{186}\text{W}$  энергии 15 и 25 МэВ – максимумам сечений реакций  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ . При этом формы и средние энергии всех четырех спектров, несмотря на определенное ужесточение при открытии каналов с большей множественностью, оказываются весьма близкими, а

основные максимумы – расположенными относительно узкой в области энергий  $\sim 0.7\text{--}1.0$  МэВ. Это обусловлено именно тем обстоятельством, что вылетающие нейтроны оставляют конечные ядра не только в основных, но и в различных возбужденных состояниях. Это делает связь энергии нейтрона с его множественностью неоднозначной и приводит к тому, что заметная часть нейтронов недостоверно (ошибочно) перемещается из канала “1n” в канал “2n” (или - наоборот). В результате такого недостоверного (ошибочного) перемещения части нейтронов из одной реакции в другую во многих случаях сечение реакции  $(\gamma, 1n)$  уменьшается вплоть до появления физически запрещенных отрицательных значений, а сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  возрастает до величин, при которых значения соответствующих отношений  $F_2^{\text{эксп}}$  превышают физический предел достоверности 0.50. Очевидно, что при возрастании энергии налетающих фотонов после открытия канала “3n” к этим погрешностям добавляются и погрешности распределения нейтронов между каналами “1n” – “3n” и “2n” – “3n”.

Аналогичные данные были получены и аналогичные выводы были сделаны и в случаях остальных из упомянутых выше ядер  $^{89}\text{Y}$  [5],  $^{103}\text{Rh}$  и  $^{165}\text{Ho}$  [6]. Интегральные сечения, рассчитанные для всех оцененных сечений парциальных и полных реакций для рассмотренных в этом разделе ядер, приведены в Приложении 2.

#### 4.2 Сечения реакций для ядер $^{51}\text{V}$ , $^{59}\text{Co}$ , $^{58,60}\text{Ni}$ , $^{63,65}\text{Cu}$ , полученные с учетом систематических погрешностей, обусловленных отсутствием учета вклада фотопротонной реакции $(\gamma, 1n1p)$

В случаях относительно легких ядер  $^{51}\text{V}$  [7, 23],  $^{59}\text{Co}$  [8],  $^{58,60}\text{Ni}$  [9–11] и  $^{63,65}\text{Cu}$  [3] было установлено проявление систематических погрешностей иного типа. Поскольку во всех экспериментах, выполненных на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов, использовалась прямая регистрация нейтронов, реально получалось не сечение реакции  $(\gamma, 1n)$ , а сумма сечений  $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$ .

Как показывают результаты расчетов (Таблица 10) в рамках КМФЯР [48, 49], для средне-тяжелых ядер сечение реакции  $(\gamma, 1n1p)$  весьма мало, и эта реакция не вносит заметного вклада в спектр фотонейтронов. Однако в случаях относительно легких ядер сечение реакции  $(\gamma, 1n1p)$  по энергетическому положению и абсолютной величине оказывается сравнимым с сечением реакции  $(\gamma, 2n)$ . Это хорошо видно из данных Таблицы 10, в которой представлены результаты расчетов в КМФЯР энергетических положений максимумов и амплитуд сечений реакций  $(\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$  для указанных выше относительно легких и (для сравнения) некоторых более тяжелых ядер. Для рассматриваемых в настоящем разделе ядер характеристики реакций  $(\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$  близки, а для более тяжелых существенно различаются

в пользу реакции  $(\gamma, 2n)$ . Обращает на себя внимание особый случай ядра  $^{58}\text{Ni}$ , для которого амплитуда сечения реакции  $(\gamma, 1n1p)$  превышает амплитуду сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  в  $\sim 20$  раз (6.3 по сравнению с 0.3 мб). Этот случай [9–11] будет специально рассмотрен ниже.

С точки зрения достоверности распределения нейтронов по каналам с различной множественностью реакция  $(\gamma, 1n1p)$  играет весьма важную роль. Это обусловлено тем, что распределение энергии возбуждения исследуемого ядра между нейтроном и протоном в этой двухнуклонной реакции происходит приблизительно так же, как между двумя нейтронами в двухнейтронной реакции  $(\gamma, 2n)$ . Вследствие этого энергия нейтрона из реакции  $(\gamma, 1n1p)$  оказывается близкой не к энергии нейтрона из реакции  $(\gamma, 1n)$ , в которой множественность нейтрона равна 1, а к энергиям обоих нейтронов из реакции  $(\gamma, 2n)$ , в которой множественность нейтрона равна 2. Присутствие в экспериментах заметного количества нейтронов с малыми энергиями, но с множественностью не 2, а 1 вносит дополнительную неопределенность в процесс идентификации множественности нейтрона по его энергии.

Таблица 10. Энергии  $E$  максимумов и амплитуды  $\sigma$  сечений реакций  $(\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$ , рассчитанные в КМФЯР.

Реакция	$(\gamma, 1n1p)$		$(\gamma, 2n)$	
	$E$ (МэВ)	$\sigma$ (мб)	$E$ (МэВ)	$\sigma$ (мб)
$^{51}\text{V}$	24.4	12.6	23.6	11.9
$^{59}\text{Co}$	21.8	19.4	23.4	15.4
$^{58}\text{Ni}$	31.0	6.3	32.2	0.3
$^{60}\text{Ni}$	31.0	7.7	24.0	7.8
$^{63}\text{Cu}$	23.0	20.7	23.4	10.0
$^{65}\text{Cu}$	23.4	14.9	21.0	24.0
$^{75}\text{As}$	23.4	12.6	21.8	36.9
$^{80}\text{Se}$	26.2	2.6	19.6	45.6
$^{89}\text{Y}$	25.0	2.5	23.8	16.3
$^{141}\text{Pr}$	21.6	4.8	20.0	45.6
$^{181}\text{Ta}$	34.6	1.1	16.2	193.0
$^{186}\text{W}$	34.6	0.9	15.2	235.4

На Рисунках 21 и 22 приводятся оцененные и экспериментальные сечения реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , а также сравнение соответствующих разностей (15) между оцененными и экспериментальными сечениями с результатами расчетов в КМФЯР сечений реакции  $(\gamma, 1n1p)$  для случаев ядер  $^{51}\text{V}$  и



$^{59}\text{Co}$ . Хорошо видно, что в случаях обоих ядер разности (15) практически полностью согласуются с теоретически рассчитанными сечениями реакции  $(\gamma, 1n1p)$ . Это свидетельствует о том, что обсуждаемые в настоящей работе значительные расхождения между экспериментальными и оцененными сечениями парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  обусловлены, прежде всего, недостоверным завышением сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  вследствие интерпретации принадлежности этой реакции заметного количества нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n1p)$ .

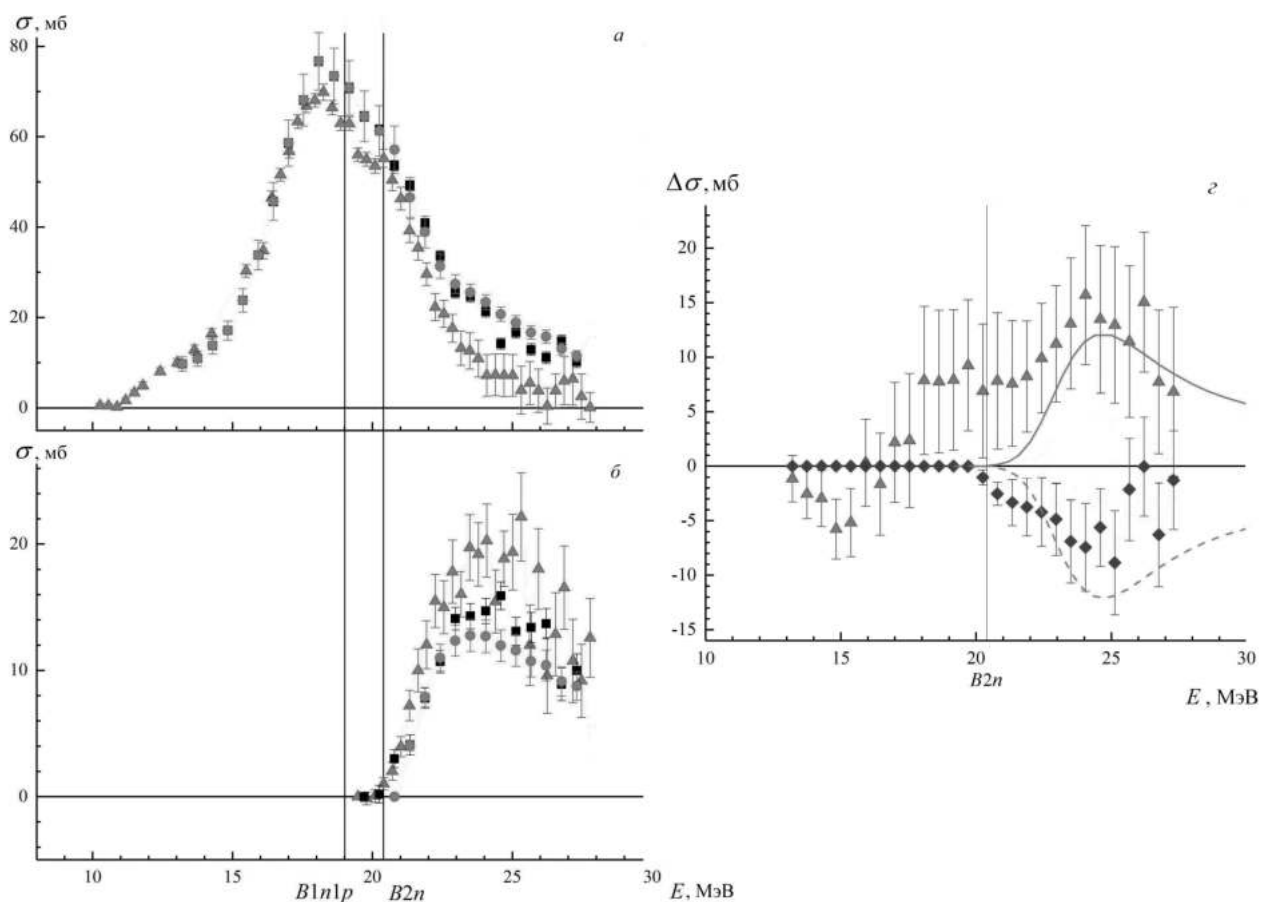


Рисунок 21. Слева – сравнение оцененных ([7, 23] – круги) и экспериментальных ([60] – треугольники, [61] – квадраты) сечений реакций (а-  $(\gamma, 1n)$ , б-  $(\gamma, 2n)$ ) для ядра  $^{51}\text{V}$ .

Справа (в) - сравнение разностей  $\Delta\sigma$  между оцененными [7, 23] и экспериментальными [60] сечениями реакций  $(\gamma, 1n)$  – треугольники и  $(\gamma, 2n)$  – ромбы с результатами расчетов (линии) сечения реакции  $(\gamma, 1n1p)$  в КМФЯР [48, 49].

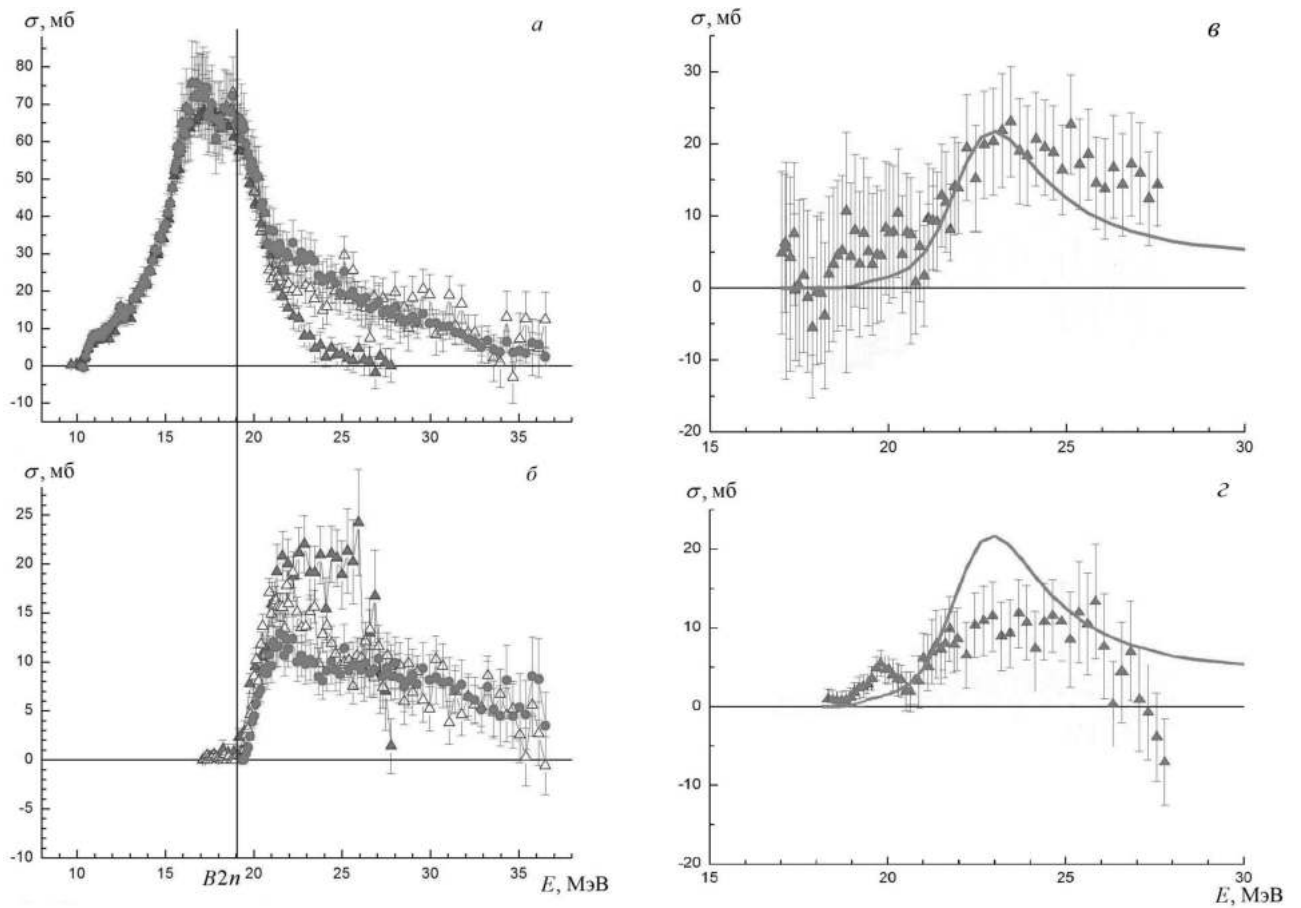


Рисунок 22. Слева – сравнение оцененных ([8] – круги) и экспериментальных ([87] – треугольники) сечений реакций (а-  $(\gamma, 1n)$ , б-  $(\gamma, 2n)$ ) для ядра  $^{59}\text{Co}$ . Справа – сравнение разностей  $\Delta\sigma$  между оцененными [8] и экспериментальными [87] сечениями реакций  $(\gamma, 1n)$  – верхний рисунок (в) и  $(\gamma, 2n)$  – нижний рисунок (г) с результатами расчетов (линии) сечения реакции  $(\gamma, 1n1p)$  в КМФЯР [48, 49].

Важное значение учет роли реакции  $(\gamma, 1n1p)$  имеет для объяснения известного различия характеристик фоторасщепления соседних изотопов  $^{58,60}\text{Ni}$  – существенного расхождения соотношения абсолютных величин сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций. На Рисунке 23 представлено сравнение сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций на обоих изотопах  $^{58,60}\text{Ni}$ . Хорошо видно, что в случае изотопа  $^{60}\text{Ni}$  имеет место традиционное для области массовых чисел  $A \sim 60$  существенное (приблизительно в  $\sim 2$  раза) превышение по абсолютной величине сечением фотонейтронной реакций сечения фотопротонной реакций. В случае изотопа  $^{58}\text{Ni}$  наблюдается обратное (абсолютно нехарактерное для ядер этой области массовых чисел  $A$ ) соотношение сечений таких реакций.

Наблюдаемое аномальное соотношение сечений фотонейтронной и фотопротонной реакций на изотопе  $^{58}\text{Ni}$  может найти свое объяснение с использованием сечений парциальных реакций  $(\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$ , оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода (14) с использованием физических критериев достоверности (13). Сравнение этих данных для изотопов  $^{58,60}\text{Ni}$  приведено на Рисунке 24. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в то время, как в случае изотопа  $^{60}\text{Ni}$  оцененные сечения парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , отличаются от соответствующих экспериментальных данных относительно немного, в случае изотопа  $^{58}\text{Ni}$  расхождения между ними весьма значительно. Это хорошо видно из данных по интегральным сечениям, представленным в Таблице 11.

Таблица 11. Интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в единицах МэВ·мб), рассчитанные [9–11] по оцененным и экспериментальным данным для ядер  $^{58,60}\text{Ni}$ , и расхождения (в %) между ними.

	$^{58}\text{Ni}$		$^{60}\text{Ni}$	
	$E^{\text{инт}} = 33.5 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 30 \text{ МэВ}$	
Реакция	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$
Эксперимент [61]	278.75 (2.18)	7.65 (0.49)	583.97 (3.12)	62.74 (0.79)
Оценка	288.25 (14.81)	2.57 (0.10)	551.8 (55.51)	76.52 (1.21)
Расхождения (%)	3.4	197.7	5.8	21.9

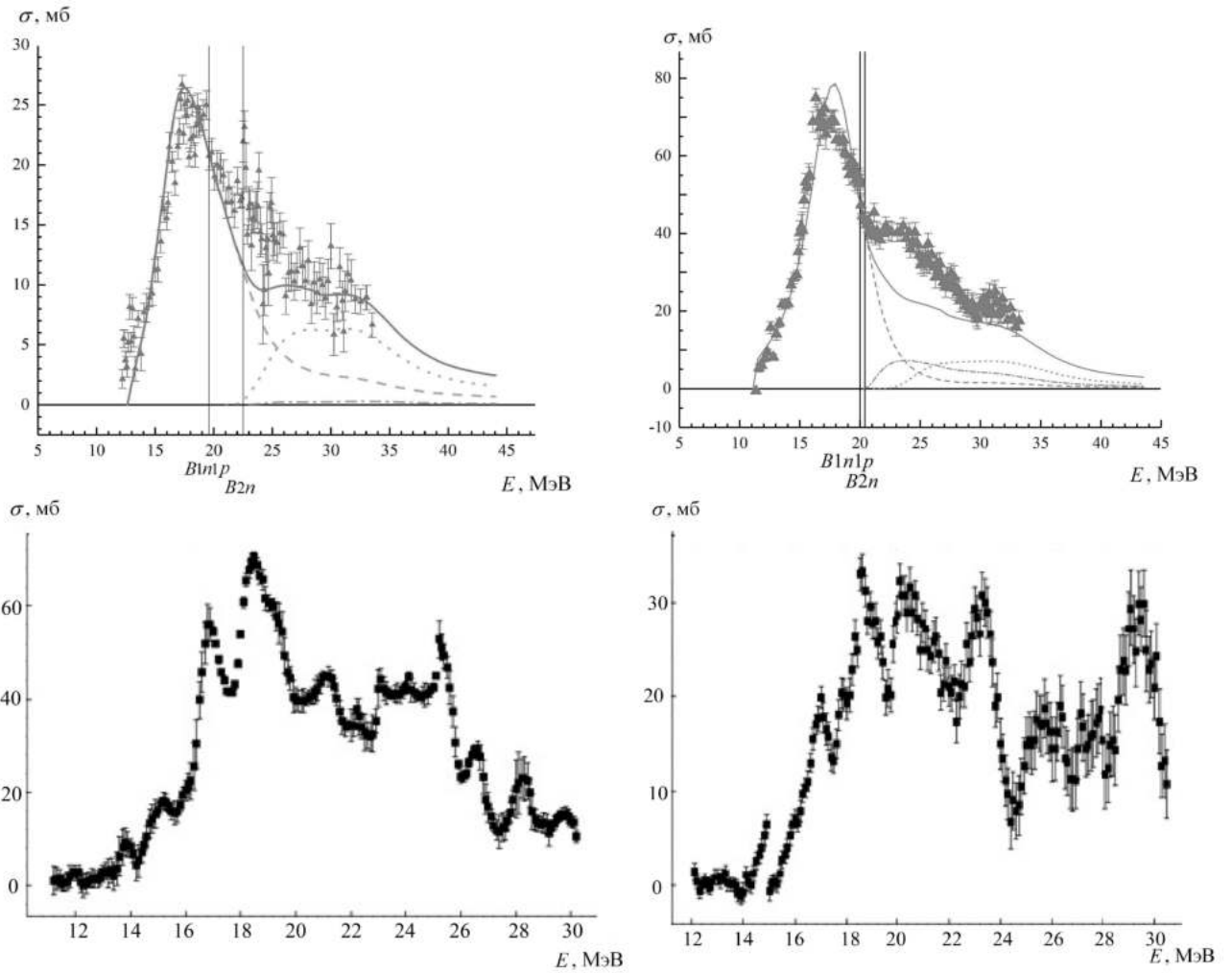


Рисунок 23. Верхние рисунки. Сравнение [8],  $^{58,60}\text{Ni}$  [9–11] экспериментальных ( $[88]$  – треугольники) сечений выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n1p) + 2\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)$  с теоретическими сечениями (линии) реакций, рассчитанными в КМФЯР ( $\gamma, xn$ ) – сплошная линия, ( $\gamma, 1n$ ) – пунктирная линия, ( $\gamma, 1n1p$ ) – точечная линия, ( $\gamma, 2n$ ) – штрих-пунктирная линия) для изотопов Ni. Слева –  $^{58}\text{Ni}$ , справа –  $^{60}\text{Ni}$ .

Нижние рисунки. Сечения фотопротонных реакций [89].

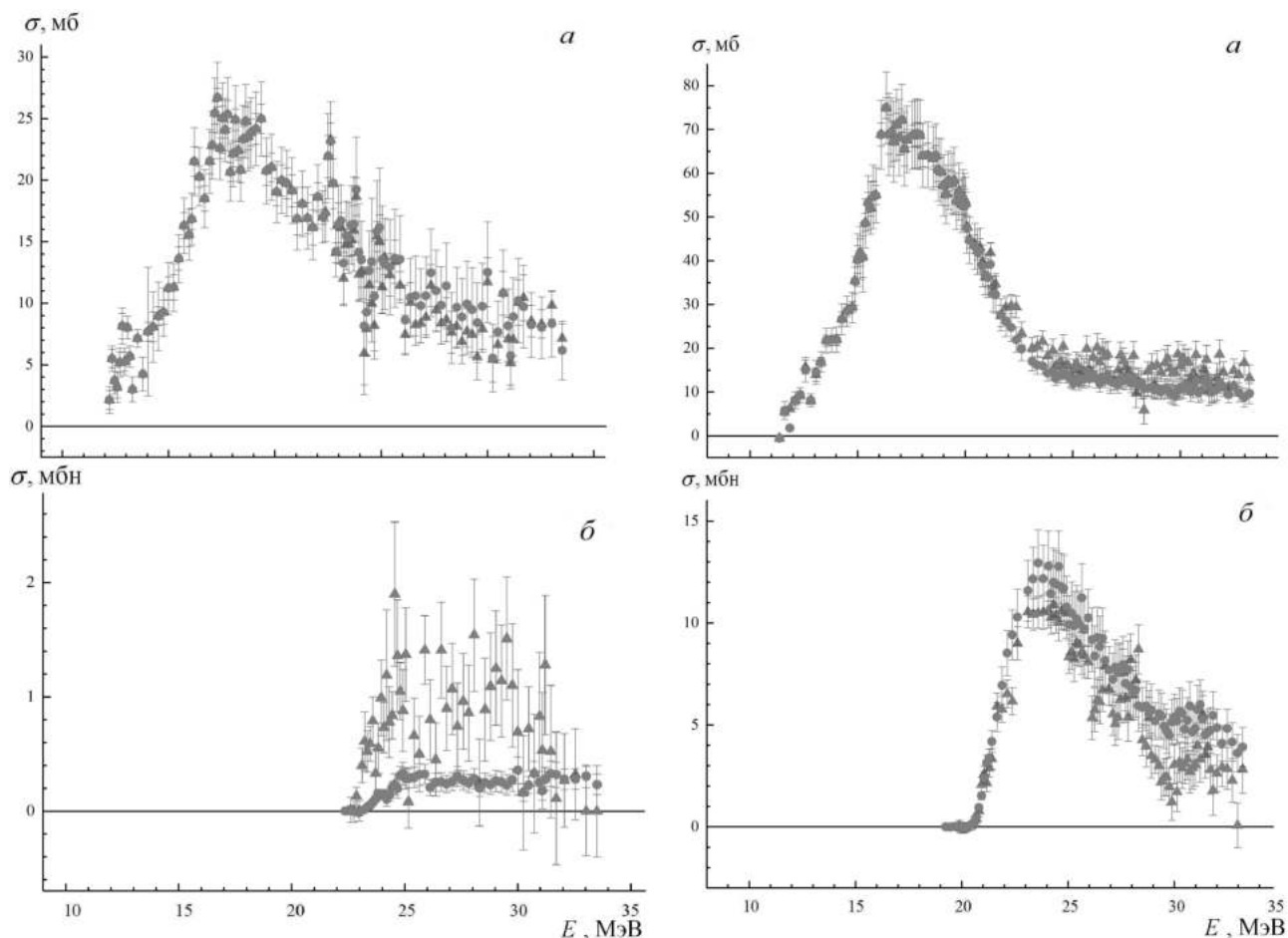


Рисунок 24. Сравнение оцененных ([10, 11] – круги) и экспериментальных ([88] – треугольники) сечений парциальных фотонейтронных реакций для изотопов Ni: а-  $\sigma(\gamma, 1n)$ , б-  $\sigma(\gamma, 2n)$ . Слева –  $^{58}\text{Ni}$ , справа –  $^{60}\text{Ni}$ .

Приведенные данные свидетельствуют о том, что в случае изотопа  $^{60}\text{Ni}$  оцененное интегральное сечение реакции  $(\gamma, 1n)$  оказывается на 5.8% меньше экспериментального сечения [61], а оцененное сечение реакции  $(\gamma, 2n)$ , напротив, на 21.9% больше экспериментального. Это типично для большого количества ядер, исследованных ранее, и означает, что из сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  некоторое количество нейтронов было недостоверно перемещено в сечение реакции  $(\gamma, 2n)$ , и к ним было, вновь недостоверно, добавлено некоторое количество нейтронов из какого-то другого источника. В исследуемой области налетающих фотонов до 30 МэВ энергетически возможны лишь три фотонейтронных реакции ( $(\gamma, 1n)$  с порогом  $B_{1n} = 11.4$  МэВ,  $(\gamma, 2n)$  с порогом  $B_{2n} = 20.4$  МэВ и  $(\gamma, 1n1p)$  с порогом  $B_{1n1p} = 20.0$  МэВ, которая является также и фотопротонной реакцией). Очевидно, что единственным источником дополнительных нейтронов, недостоверно добавленных к сечению реакции  $(\gamma, 2n)$ , может быть только реакция  $(\gamma, 1n1p)$ .

В случае изотопа  $^{58}\text{Ni}$  также очевидно, что некоторое количество нейтронов (3.4%) было также недостоверно изъято из реакции  $(\gamma, 1n)$  и перемещено в реакцию  $(\gamma, 2n)$ , что должно было добавить к ее интегральному сечению те же 3.4% величины (или несколько большую величину по аналогии

с ситуацией в случае ядра  $^{60}\text{Ni}$ ). Однако количество нейтронов, приписанных в эксперименте реакции  $(\gamma, 2n)$ , превышает их достоверное оцененное значение не на несколько процентов %, а на 197.7%. Для изотопа  $^{58}\text{Ni}$  пороги обсуждаемых реакций равны, соответственно,  $B_{1n} = 12.2$  МэВ,  $B_{1n1p} = 19.6$  МэВ,  $B_{2n} = 22.5$  МэВ, а, следовательно, в данной области энергий налетающих фотонов, как и в случае изотопа  $^{60}\text{Ni}$ , единственным источником каких-то дополнительных нейтронов также может быть только реакция  $(\gamma, 1n1p)$ . Такое заключение полностью подтверждается [9–11] данными, приведенными на Рисунке 23, на котором хорошо видно, что сечение выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  в случае ядра  $^{58}\text{Ni}$  в целом согласуется с суммой сечений двух реакций с одним нейтроном  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n) + \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$ , тогда как роль реакции  $(\gamma, 2n)$  пренебрежимо мала. Это означает, что отмеченное выше экстремально большое сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  в эксперименте [88] обусловлено недостоверной (ошибочной) интерпретацией принадлежности к ней значительного количества нейтронов из другого источника. Практически все нейтроны, недостоверно приписываемые реакции  $(\gamma, 2n)$ , на самом деле принадлежат реакции  $(\gamma, 1n1p)$ .

Такой вывод полностью подтверждается данными Таблицы 12, в которой кроме порогов обсуждаемых реакций на ядрах  $^{58,60}\text{Ni}$  представлены положения максимумов и амплитуды их сечений.

Таблица 12. Энергетические пороги  $B$  (в единицах МэВ) основных фотоядерных реакций на ядрах  $^{58,60}\text{Ni}$ , положения максимумов  $E^{\text{макс}}$  (в единицах МэВ) и амплитуды  $\sigma^{\text{макс}}$  (в единицах мб) сечений этих реакций, рассчитанных в КМФЯР [48, 49].

Реакция	$^{58}\text{Ni}$			$^{60}\text{Ni}$		
	$B$	$E^{\text{макс}}$	$\sigma^{\text{макс}}$	$B$	$E^{\text{макс}}$	$\sigma^{\text{макс}}$
$(\gamma, 1n)$	12.2	17.0	26.5	11.4	18.0	85.0
$(\gamma, 1n1p)$	19.6	31.0	6.3	20.0	31.0	7.7
$(\gamma, 2n)$	22.5	32.2	0.3	20.4	24.4	7.8
$(\gamma, 1p)$	8.2	18.6	81.6	9.5	20.8	51.8
$(\gamma, 2p)$	14.2	23.0	13.7	16.9	24.4	2.2

В случае изотопа  $^{60}\text{Ni}$  энергетические пороги реакций  $(\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$  близки (соответственно, 20.0 и 20.4 МэВ), максимум сечения  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$  расположен при энергии фотонов 31.0 МэВ, тогда как сечения  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n) - 24.4$  МэВ, и оба максимума имеют приблизительно одинаковые амплитуды (соответственно, 7.7 и 7.8 МэВ). В случае  $^{58}\text{Ni}$  энергетический порог реакции  $(\gamma, 1n1p)$  на 2.9 МэВ ниже порога реакции  $(\gamma, 2n)$ , а

максимумы сечений  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$  и  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$  расположены приблизительно при одинаковых энергиях (соответственно, 31.0 и 32.2 МэВ). При этом  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n1p)$  имеет амплитуду приблизительно в 20 раз большую по сравнению с  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$  – соответственно, 6.3 мб по сравнению с 0.3 мб. Таким образом, в ядре  $^{58}\text{Ni}$  по сравнению с ядром  $^{60}\text{Ni}$  наблюдается одновременное существенное занижение роли «чисто» нейтронных каналов (для них амплитуды сечений реакции  $(\gamma, 1n)$  имеют величины, соответственно, 26.5 мб и 85.0 мб, а реакции  $(\gamma, 2n)$  – 0.3 мб и 7.8 мб) и завышение роли «чисто» протонных каналов (амплитуды сечений реакции  $(\gamma, 1p)$  имеют величины, соответственно, 81.6 мб и 51.8 мб, а реакции  $(\gamma, 2p)$  – 13.7 мб и 2.2 мб).

Оцененные достоверные сечения парциальных реакций вместе с тем, что изотоп  $^{58}\text{Ni}$  оказывается «протонно-избыточным» по сравнению с изотопом  $^{60}\text{Ni}$  [11], а также с тем, что последние заполненные протонные и нейтронные орбитали (уровни Ферми) в изотопе  $^{60}\text{Ni}$  близки ( $E_F(p) = -11.91$  МэВ и  $E_F(n) = -11.88$  МэВ), а в изотопе  $^{58}\text{Ni}$  существенно различаются ( $E_F(p) = -10.59$  МэВ и  $E_F(n) = -12.64$  МэВ) [90] (см. также Следствие 2 в конце настоящей Главы), позволяют в случае изотопа  $^{58}\text{Ni}$  установить определенный приоритет протонных каналов распада состояний гигантского резонанса по сравнению с нейтронными каналами и объяснить известные существенные аномальные различия соотношений между сечениями фотонейтронных и фотопротонных реакций на соседних изотопах  $^{58,60}\text{Ni}$ . Интегральные сечения, рассчитанные по оцененным данным для всех ядер, рассмотренных в настоящем разделе ( $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ ), также представлены в Приложении 2.

#### 4.3 Сечения реакций для ядер $^{206,207}\text{Pb}$ и систематические погрешности сечений реакций для ядер $^{75}\text{As}$ , $^{127}\text{I}$ , $^{181}\text{Ta}$ , $^{206,207,208}\text{Pb}$ , обусловленные потерей части нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$

При проведении ранее оценки с помощью экспериментально-теоретического метода сечений парциальных реакций на ядрах  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{208}\text{Pb}$  [51] было установлено, что в отличие от случаев других исследованных ядер между сечениями выхода фотонейтронов  $(\gamma, xn)$ , полученными в экспериментах Ливермора (соответственно, [66, 82]) и Сакле (соответственно, [65, 83]) наблюдаются (Рисунок 25) существенные расхождения в области энергий налетающих фотонов до порога  $B2n$  реакции  $(\gamma, 2n)$ .

При таких энергиях реакция  $(\gamma, 2n)$  невозможна, а следовательно, сечения трех реакций  $(\gamma, xn)$ ,  $(\gamma, sn)$  и  $(\gamma, 1n)$  должны быть идентичными. Однако, в обсуждаемых случаях ядер  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{208}\text{Pb}$  это – не так. Сечения, полученные в Ливерморе, оказываются существенно меньшими по сравнению с сечениями, полученными в Сакле. Было установлено, что расхождения интегральных сечений выхода  $\sigma(\gamma, xn)$ , определенных до энергий  $B2n$ , весьма существенны и составляют соответственно (Таблица 13) 24% и 28%. Если до-

стоверными являются данные Сакле, то возникает вопрос о том, куда делось значительное количество нейтронов в экспериментах Ливермора. Данные Ливермора не могут быть признаны достоверными, так как при этом возникает вопрос о том, каков физический источник большого количества “дополнительных” нейтронов в экспериментах Сакле. Недостоверность данных Ливермора и, соответственно, достоверность данных Сакле подтверждается (см. далее) относительной близостью последних к оцененным данным.

В результате детального сравнения экспериментальных и оцененных сечений реакций для обоих ядер было установлено, не только то, что оцененные сечения парциальных реакций в случаях обоих ядер существенно отличаются от экспериментальных сечений Ливермора, но и то, что соотношения оцененных и экспериментальных сечений парциальных и полных реакций, полученные по данным Ливермора, в отличие от данных Сакле, обнаруживают весьма характерную систематику (Таблица 13). Данные этой Таблицы определенно свидетельствуют о том, что чем больше оказывается вклад сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$  простой реакции в сечения более сложных реакций, тем больше экспериментальные сечения для этих реакций отличаются от оцененных сечений. В случае же отсутствия вклада сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$  экспериментальное сечение  $\sigma(\gamma, 2n)$  оказывается весьма близким к оцененному сечению.

Таблица 13. Отношения интегральных сечений  $\sigma^{\text{инт}}$  разных реакций, рассчитанные [51] по оцененным данным и экспериментальным данным Ливермора [66, 82] и Сакле [65, 83].

Реакция	$^{181}\text{Ta}$		$^{208}\text{Pb}$	
	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{Л}}$	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{С}}$	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{Л}}$	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{С}}$
$(\gamma, xn)$	1.24	1.00	1.28	1.00
$(\gamma, sn)$	1.30	0.96	1.37	1.02
$(\gamma, 1n)$	1.46	0.88	1.42	0.96
$(\gamma, 2n)$	1.05	1.16	0.83	1.16



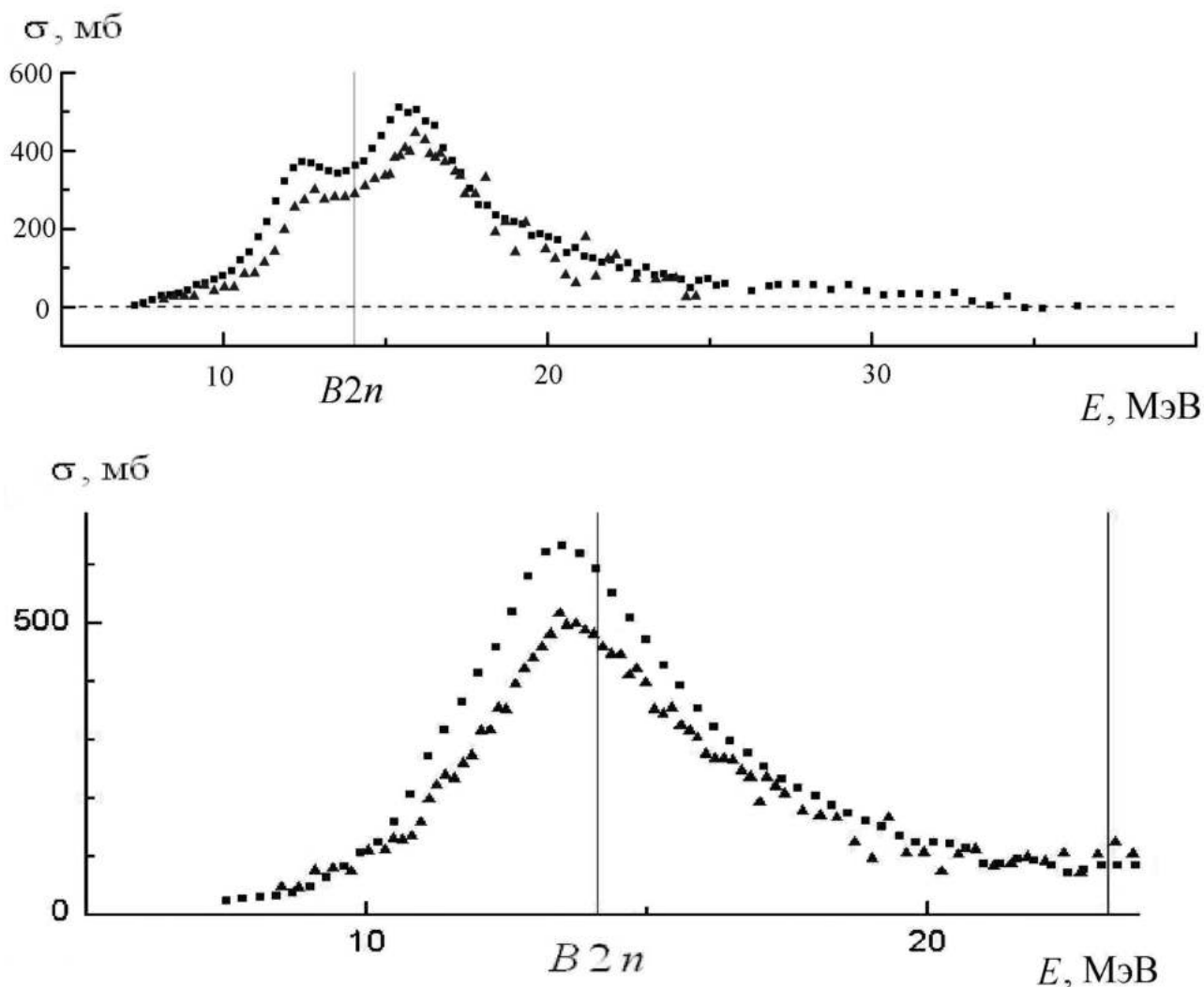


Рисунок 25. Сравнение сечений выхода нейтронов ( $\gamma, xn$ ), полученных в Ливерморе ([66, 82], треугольники) и Сакле ([65, 83], квадраты) для ядер  $^{181}\text{Ta}$  (сверху) и  $^{208}\text{Pb}$  (снизу).

Хорошо видно, что эти данные для сечений разных реакций, полученных в Ливерморе, определенно свидетельствуют о том, что отношения  $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$  на десятки процентов отличаются от 1, причем, весьма характерным образом:

- расхождения для сечения выхода имеют определенные значительные величины (как отмечалось выше, соответственно, для  $^{181}\text{Ta}$  – 24%, и для  $^{208}\text{Pb}$  – 28%); в этом сечении  $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)$  сечение  $\sigma(\gamma, 1n)$  имеет некоторый вклад, определяемый тем, что к нему добавляются два сечения  $\sigma(\gamma, 2n)$ ;
- в сечении реакции  $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$  вклад сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$  естественным образом возрастает, так как в этом случае к нему добавляется лишь одно сечение  $\sigma(\gamma, 2n)$ ; при этом обсуждаемые расхождения оказываются заметно большими, чем в предыдущем случае (соответственно, до 30% и 37%);

- в сечении реакции  $\sigma(\gamma, 1n)$  ее собственный вклад, естественно, максимален и равен 100%; при этом расхождения еще больше возрастают (соответственно, до 46% и 42%);
- в сечении реакции  $(\gamma, 2n)$  вклад сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$  естественно отсутствует (равен 0%); при этом расхождения практически равны 0 (соответственно, 5% и 17%).

Это означает, что характерные расхождения сечений реакций  $(\gamma, xn)$ ,  $(\gamma, sn)$  и  $(\gamma, 1n)$ , полученных в Ливерморе, с оцененными сечениями (и с сечениями, полученными в Сакле,) обусловлены недостоверным (необоснованным, ошибочным) занижением в экспериментах именно сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$ . Это существенное занижение сечения  $\sigma(\gamma, 1n)$  было интерпретировано [51] как следствие того, что значительное количество нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$  в экспериментах Ливермора было потеряно. Эта потеря может быть обусловлена определенными техническими проблемами регистрации нейтронов разных энергий различными группами большого количества ВФЗ-счетчиков в системе, описанной выше. Поскольку в этой системе регистрация нейтронов малых энергий осуществляется преимущественно внутренними, а нейтронов больших энергий – преимущественно внешними кольцами счетчиков, обнаруженная потеря нейтронов больших энергий из реакции  $(\gamma, 1n)$  возможно связана с техническими проблемами со счетчиками внешних колец.

Поскольку в эксперименте [82] кроме ядра  $^{208}\text{Pb}$  были исследованы также и ядра  $^{206,207}\text{Pb}$ , в настоящей работе были выполнены оценки с помощью экспериментально-теоретического метода сечений парциальных реакций и на этих изотопах. Так как для них эксперименты в Сакле не проводились, оценки для изотопов  $^{206,207}\text{Pb}$  проводились с использованием результатов предыдущей оценки для изотопа  $^{208}\text{Pb}$  (Рисунок 26) экспериментальных сечений выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$  с результатами расчетов в КМФЯР  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$ .

Теоретическое сечение  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$  в случае изотопа  $^{208}\text{Pb}$  (Рисунок 26в) хорошо согласуется с экспериментальным  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$  [83] и оказывается существенно большим по сравнению с данными Ливермора [82]. В случаях изотопов  $^{206,207}\text{Pb}$  (Рисунок 26а,б) экспериментальные сечения  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$  оказываются существенно меньшими по сравнению с теоретическими сечениями  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$ . В связи с этим в процедурах оценки экспериментально-теоретического метода для этих изотопов использовались экспериментальные [82] сечения  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)$ , отнормированные по данным об интегральных сечениях соответствующих теоретических сечений – соответственно, умноженные на коэффициент 1.21 в случае изотопа  $^{207}\text{Pb}$  и 1.13 в случае  $^{206}\text{Pb}$ .

Установлено, что расхождения новых оцененных сечений реакций от экспериментальных данных [82] демонстрируют (в случае изотопа  $^{207}\text{Pb}$  в большей, в случае изотопа  $^{206}\text{Pb}$  в меньшей степени) систематики (Таблица 14), полностью аналогичные тем, которые отмечались ранее в случаях ядер  $^{181}\text{Ta}$  и изотопа  $^{208}\text{Pb}$ .

Полностью аналогичные расхождения между экспериментальными  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  и оцененными  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, xn)$  сечениями выхода нейтронов, сечениями полной фотонейтронной реакции и сечениями парциальных реакций были обнаружены (Рисунок 27 и Таблица 14) также и для ядер  $^{75}\text{As}$  [4, 12, 13, 22] и  $^{127}\text{I}$  [14, 21].

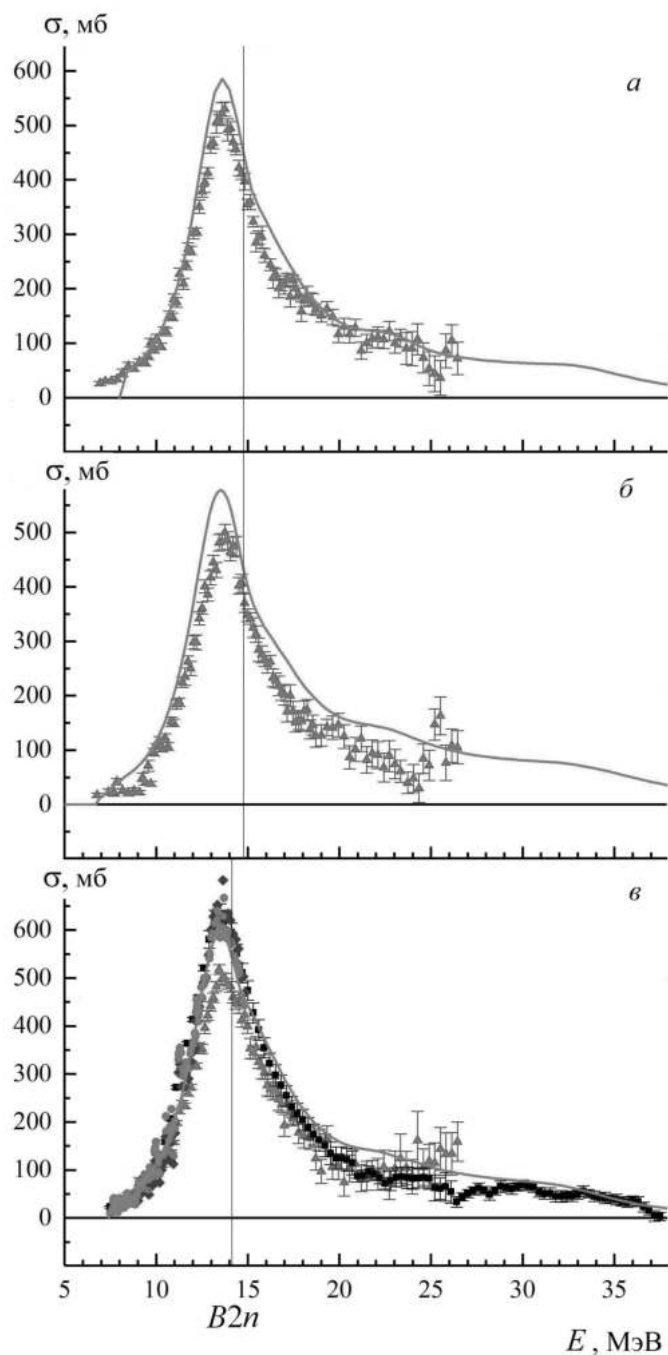


Рисунок 26. Сравнение данных, оцененных ([15, 16] – круги) с помощью экспериментально-теоретического метода с экспериментальными сечениями реакции выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  ([82] – треугольники, [83] – квадраты, [91] – ромбы) с результатами расчетов  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$  в КМФЯР ([48, 49] – линии): а-  $^{206}\text{Pb}$ , б-  $^{207}\text{Pb}$ , в-  $^{208}\text{Pb}$ .

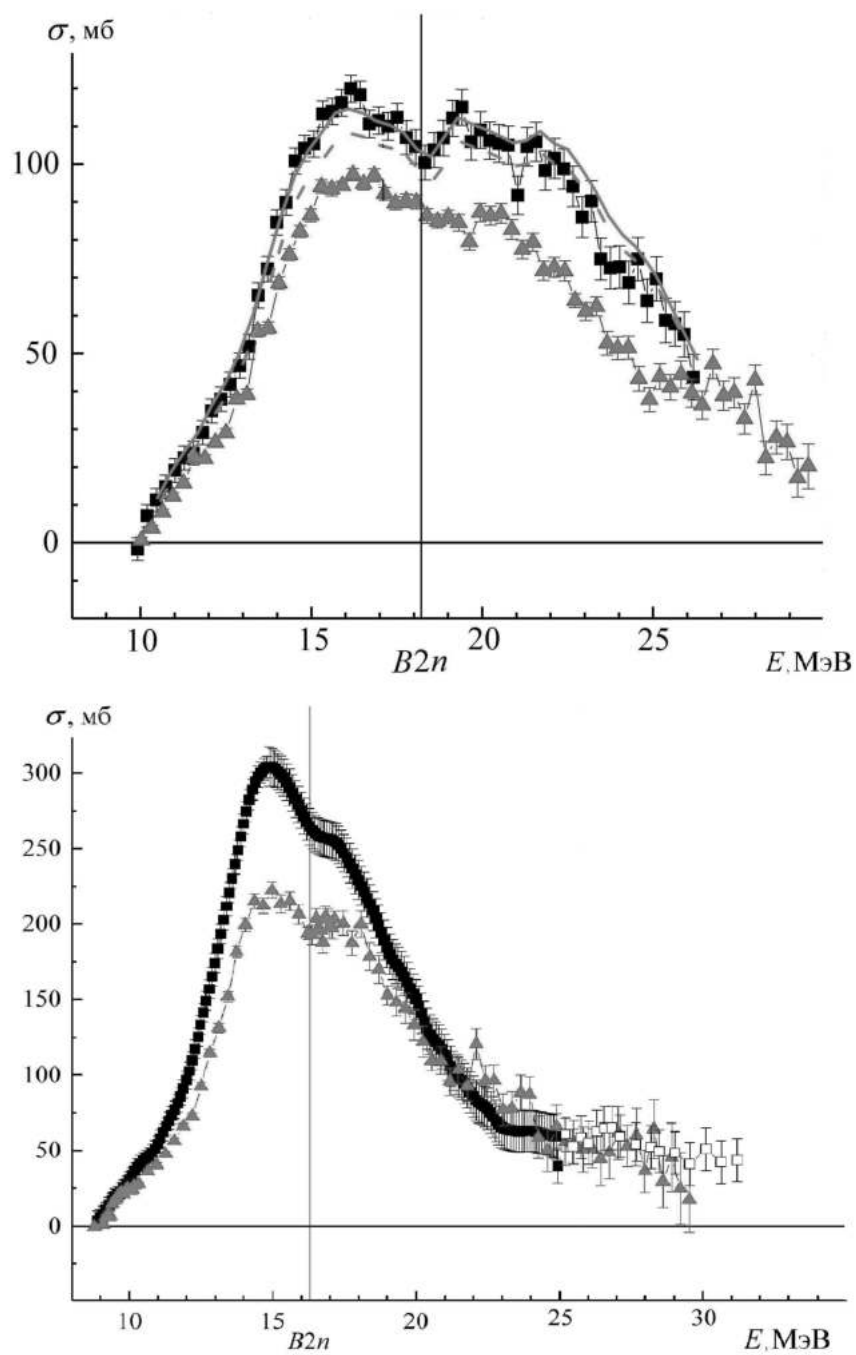


Рисунок 27. Сравнение [4, 12–14, 21, 22] сечений реакции выхода нейтронов, полученных в Ливерморе ([92,93], треугольники) и Сакле ([85,94], квадраты) для ядер  $^{75}\text{As}$  (сверху) и  $^{127}\text{I}$  (снизу).

Таблица 14. Отношения интегральных сечений  $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}$  для разных реакций, рассчитанные в настоящей работе по оцененным данным [4, 12–16, 21, 22] и экспериментальным данным Ливермора [82, 92, 93] для ядер  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$  и  $^{206,207}\text{Pb}$ .

Реакция	$^{75}\text{As}$	$^{127}\text{I}$	$^{206}\text{Pb}$	$^{207}\text{Pb}$
$(\gamma, xn)$	1.27	1.20	1.13	1.21
$(\gamma, sn)$	1.30	1.25	1.15	1.24
$(\gamma, 1n)$	1.34	1.33	1.19	1.30
$(\gamma, 2n)$	1.14	0.98	1.02	1.02

Полученные для обсуждаемых 6 ядер результаты свидетельствуют о том, что сечения парциальных и полных сечений фотонейтронных реакций, полученные в Сакле (в меньшей степени) и в Ливерморе (в существенно большей степени) не являются достоверными и не могут быть рекомендованы для использования в исследованиях и приложениях).

Вместе с тем следует отметить, что в случаях данных Сакле для всех обсуждаемых ядер  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{206,207,208}\text{Pb}$  отношения интегральных сечений  $\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{С}}^{\text{инт}}$ , рассчитанные для разных реакций [4, 12–14, 21, 22], относительно близки к 1. Характерный пример таких расхождений для ядер  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{208}\text{Pb}$  приведен в Таблице 13. Небольшие их различия не проявляют какой-либо характерной систематики и в целом соответствуют традиционным систематическим погрешностям процедуры идентификации нейтронов с разными множественностями в реакциях  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , обсужденным выше в разделе 4.1.

Интегральные характеристики новых оцененных сечений реакций на ядрах  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{206,207}\text{Pb}$  также представлены в Приложении 2.

Таким образом, новые оцененные сечения парциальных и полных реакций на ядрах  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{206,207}\text{Pb}$  и результаты их детальных сравнений с экспериментальными данными, полученными на пучках квазимоноэнергетических фотонов с помощью метода разделения нейтронов по множественности, свидетельствуют о следующем:

- экспериментальные сечения парциальных энергий, полученные в Ливерморе и Сакле в той или иной степени (меньшей в Сакле и большей в Ливерморе) не соответствуют объективным физическим критериям достоверности, поскольку содержат большое количество физически запрещенных отрицательных значений и/или значений, для которых отношения  $F_i$  превышают физические пределы достоверности (1.00 для  $i = 1$ , 0.50 для  $i = 2$ , 0.33 для  $i = 3$ );

- недостоверность большинства обсуждаемых экспериментальных данных обусловлена присутствием в сечениях реакций систематических погрешностей трех разных типов, причинами которых являются:

1. неоднозначность процедуры определения множественности нейтронов по данным об их энергии, поскольку энергии нейтронов из реакций с разной множественностью могут быть близкими;
2. неоднозначность процедуры определения принадлежности детектируемых нейтронов реакции  $(\gamma, 2n)$ , вследствие отсутствия в выполненных экспериментах учета вклада реакции  $(\gamma, 1n1p)$ , поскольку в случаях относительно легких ядер характеристики этих реакций близки;
3. потеря по техническим причинам в экспериментах, выполненных в Ливерморе, значительного количества нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$ .

#### **4.4 Новые оцененные сечения и результаты экспериментов, выполненных с помощью методов, альтернативных методу разделения нейтронов по множественности**

##### **4.4.1 Данные для ядер $^{181}\text{Ta}$ , $^{197}\text{Au}$ и $^{209}\text{Bi}$ , полученные с помощью активационного метода на пучках тормозного $\gamma$ -излучения**

Сечения парциальных реакций, оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода, не являются непосредственно результатами экспериментов. Они существенно расходятся с данными экспериментов, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности что, как показывают выполненные исследования, является следствием определенных недостатков этого последнего. Проявление в экспериментальных данных Ливермора и Сакле значительных систематических погрешностей различной природы делает результаты таких экспериментов, в той или иной степени недостоверными. В этой связи представляет большой интерес сравнение оцененных сечений разных реакций с результатами, полученными с помощью иных методов, свободных от недостатков метода разделения нейтронов по множественности.

Одним из таких альтернативных методов является определение выходов и сечений фотоядерных реакций с помощью наведенной активности. В таких экспериментах, выполняемых на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения, с помощью измерения спектров  $\gamma$ -квантов, снимающих возбуждение конечного ядра, производится разделение реакций с вылетом различных нуклонов и их комбинаций, на основе характеристик не вылетающих нуклонов (нейтронов), а образующихся в реакциях конечных ядер. Поскольку в парциальных реакциях  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 1n1p)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  образуются разные конечные ядра,

парциальные реакции в экспериментах такого типа разделяются достоверно.

Детально подобное сравнение было выполнено для ядра  $^{181}\text{Ta}$  [95]. На пучке современного электронного ускорителя – разрезного микротрона – при использовании для регистрации  $\gamma$ -квантов, сопровождающих распад уровней конечных ядер, высокочистого германиевого детектора (HPGE) были измерены выходы парциальных реакций на ядре  $^{181}\text{Ta}$  с образованием от 1 нейтрона (в реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 1n)^{180}\text{Ta}$ ) до 7 нейтронов (в реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 7n)^{174}\text{Ta}$ ). Высокое качество пучка налетающих фотонов и детектора, использование для обработки экспериментальных энергетических спектров  $\gamma$ -квантов современного программного обеспечения, а для расшифровки спектров – современной электронной базы спектроскопических данных позволило [95] с высокой точностью провести сравнительное исследование экспериментальных выходов парциальных реакций  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 1n)^{180}\text{Ta}$ ,  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$  и  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178}\text{Ta}$  с результатами, полученными по данным о сечениях реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  из экспериментов, выполненных с помощью метода разделения нейтронов по множественности и оцененными с помощью экспериментально-теоретического метода (Таблица 15).

Таблица 15. Сравнение результатов экспериментов, выполненных с помощью метода наведенной активности [95] и разделения нейтронов по множественности [62, 66], с оцененными данными [51] для реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на ядре  $^{181}\text{Ta}$ .

Отношения $\sigma$ и $Y$	Эксперимент			Оценка [51]
	Ливермор [66]	Сакле [62]	Активность [95]	
$\sigma(\gamma, 2n)/\sigma(\gamma, 1n)$		0.36		0.49
$Y(\gamma, 2n)/Y(\gamma, 1n)$	0.67	0.24	0.34 (0.07)	0.33
$\sigma(\gamma, 3n)/\sigma(\gamma, 1n)$	0.42	0.063		0.055
$Y(\gamma, 3n)/Y(\gamma, 1n)$		0.02	0.023 – 0.025	0.018

Приведенные данные свидетельствуют о том, что по сравнению с результатами, полученными с помощью метода наведенной активности [95], данные Сакле [62] по сечению реакции  $(\gamma, 2n)$  существенно недоопределены (недостоверно занижены) – отношением  $Y(\gamma, 2n)/Y(\gamma, 1n) = 0.24$  по сравнению с 0.34. При этом данные Ливермора [66] существенно переопределены (недостоверно завышены) – 0.67 по сравнению с 0.34. В то же время соответствующие отношения, полученные с помощью оцененных сечений, оказываются весьма близкими к отношениям, полученным с помощью метода наведенной активности, соответственно – 0.34 и 0.33. Эти данные определенно подтверждают достоверность оцененных данных.

Аналогичный активационный эксперимент был выполнен [96] для ядра  $^{196}\text{Au}$ . На Рисунке 28 представлены результаты сравнения [18] результатов этого эксперимента с результатами двух экспериментов, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности [55, 82], а также – с оцененными данными [76].

Видно, что в случаях обеих парциальных реакций оцененные сечения существенно расходятся с данными, полученными с помощью метода разделения нейтронов по множественности, и согласуются с результатами активационного эксперимента. Числовые данные, подтверждающие этот вывод, приведены в Таблице 16 (см. далее).

Аналогичные результаты были получены и аналогичные заключения были сделаны по результатам сравнения новых оцененных сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  для ядра  $^{209}\text{Bi}$  с результатами специально проведенного активационного эксперимента на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения разрезного микротрона [19].

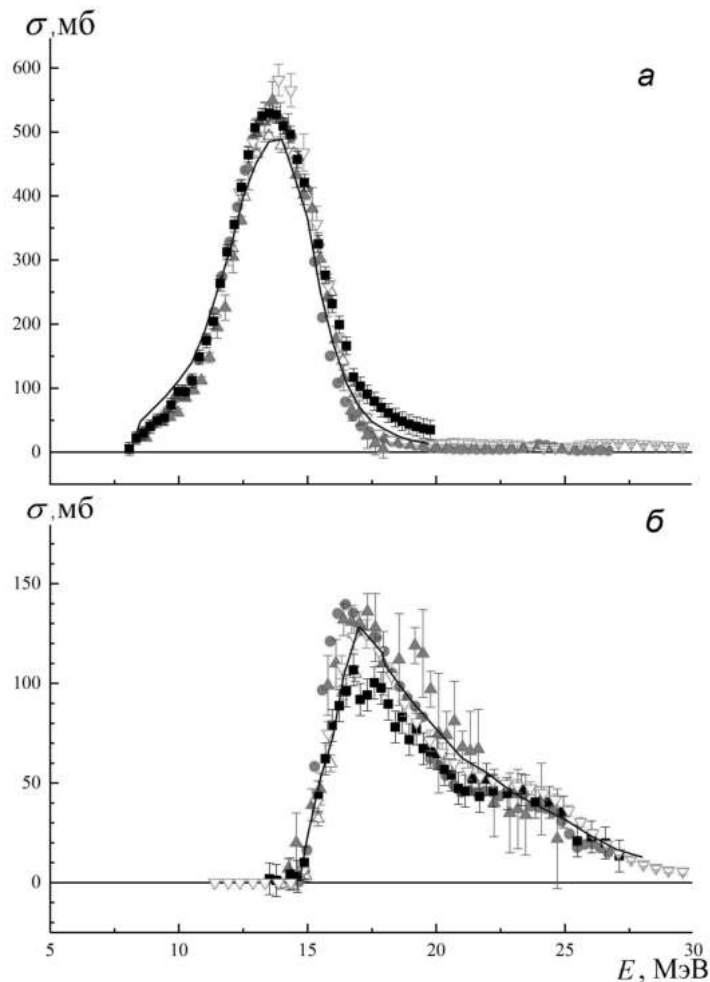


Рисунок 28. Сравнение [18] сечений реакции выхода нейтронов, полученных Ливерморе ( [55] – заполненные треугольники), Сакле ( [82] – квадраты) и сечений, полученных в активационном эксперименте ( [96] – линии) с оцененными ( [76] – круги) для ядра  $^{197}\text{Au}$ : а –  $\sigma(\gamma, 1n)$ , б –  $\sigma(\gamma, 2n)$ .



#### 4.4.2 Данные для ядер $^{159}\text{Tb}$ , $^{197}\text{Au}$ и $^{209}\text{Bi}$ , полученные на пучках фотонов обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения на релятивистских электронах

Поскольку в методе разделения фотонейтронов по множественности существенная зависимость эффективности их регистрации от энергии очевидно вносила дополнительную неопределенность в процедуру определение этой множественности, надежды на возможность избежать такой неопределенности связывалась с перспективами создания методов регистрации нейтронов, эффективность которых от энергии нейтронов не зависит или, по крайней мере, зависит очень слабо. В последние годы такой метод был реализован на установке NewSUBARU в Японии на пучке фотонов нового типа – фотонов, полученных в результате обратного комптоновского рассеяния пучка мощного лазера на релятивистских электронах.

Одним из многих преимуществ пучков фотонов данного типа по сравнению с пучками квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов является существенно более высокая интенсивность, которая позволяет при некотором снижении общей эффективности регистрации нейтронов создать условия для прямого определения множественности нейтронов при обеспечении практически одинаковой эффективности регистрации нейтронов разных энергий из реакций не только  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ , но и реакций большей множественности.

Специальная техника прямого измерения множественности нейтронов с помощью детектора, эффективность которого практически не зависит от энергии нейтронов – flat-efficiency detector (FED) – заключается в специальной обработке экспериментальных данных [97]. Так как числа событий  $N_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4, \dots$ ) отдельных парциальных реакций с сечениями  $\sigma(\gamma, in)$ , которые происходят при облучении  $N_\gamma$  фотонами  $N_{\text{ям}}$  ядер мишени,

$$N_i = N_\gamma N_{\text{ям}} \sigma(\gamma, in) \quad (16)$$

не могут быть измерены прямо (по существу - основная проблема процесса определения сечения парциальной реакции, так как события с разным числом нейтронов пересекаются), число событий с единственным нейтроном  $N_{\text{ед}}$  может быть представлено соотношением

$$N_{\text{ед}} = N_1 \varepsilon(E_1) + N_2 C_1 \varepsilon(E_2) (1 - \varepsilon(E_2)) + N_3 C_1 \varepsilon(E_3) (1 - \varepsilon(E_3))^2 \quad (17)$$

в котором первый член означает, что единственный нейтрон из реакции  $(\gamma, 1n)$  детектируется с эффективностью  $\varepsilon(E_1)$ , второй член означает, что первый нейтрон из реакции  $(\gamma, 2n)$  детектируется с эффективностью  $\varepsilon(E_2)$ , а второй, напротив, не детектируется с эффективностью  $(1 - \varepsilon(E_2))$ , а третий член означает, что детектируется лишь один из трех нейтронов из реакции  $(\gamma, 3n)$ .

Так как в обычном эксперименте определяется лишь число  $N_{\text{ед}}$ , а числа  $N_1$ ,  $N_2$  и  $N_3$  (как и энергии  $E_1$ ,  $E_2$  и  $E_3$ ) остаются неизвестными, с использованием величин энергий первого ( $E_1$ ) и второго ( $E_2$ ) нейтронов из реакции  $(\gamma, 2n)$  второй член соотношения (17) может быть представлен в виде

$$N_{22}C_1\varepsilon(E_2)(1 - \varepsilon(E_2)) = N_2\varepsilon(E_{21})(1 - \varepsilon(E_{22})) + N_2\varepsilon(E_{22})(1 - \varepsilon(E_{21})) \quad (18)$$

и, следовательно, соотношение (17) с постоянным значением эффективности  $\varepsilon$  приобретает вид

$$N_1 = N_{\text{ед}} = N_1\varepsilon + N_{22}C_1\varepsilon(1 - \varepsilon) + N_{33}C_1\varepsilon^2(1 - \varepsilon)^2. \quad (19)$$

Аналогичным образом могут быть получены соотношения для событий с совместным участием двух и трех нейтронов, соответственно,

$$N_2 = N_{\text{дв}} = N_2\varepsilon^2 + N_{22}C_2\varepsilon^2(1 - \varepsilon), \quad (20)$$

$$N_3 = N_{\text{тр}} = N_3\varepsilon^3. \quad (21)$$

Решение системы трех уравнений (19) – (21) относительно чисел нейтронов  $N_1$ ,  $N_2$  и  $N_3$  позволяет прямым образом определить искомые сечения парциальных реакций  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  и  $\sigma(\gamma, 3n)$ . Специальная калибровка с использованием источника  $^{252}\text{Cf}$  показала, что при изменении энергии нейтронов от 3 до 7 МэВ полная усредненная эффективность FED-детектора лишь слегка уменьшается от  $37.3 \pm 0.69\%$  до  $35.2 \pm 2.2\%$  [97].

С помощью такого детектора на пучке фотонов обратного комптоновского рассеяния были получены предварительные данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций на нескольких ядрах [98]. На Рисунке 29 приводятся результаты сравнения экспериментальных сечений реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , полученных с использованием FED-детектора, с оцененными данными для ядра  $^{159}\text{Tb}$ . Приводятся также соответствующие отношения  $F_i$ . Поскольку сечения всех обсуждаемых парциальных и полных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, sn)$  и  $(\gamma, xn)$ , полученные в эксперименте [98], несколько отличаются от полученных ранее в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, новые данные для ядра  $^{159}\text{Tb}$  были оценены с помощью экспериментально-теоретического метода при использовании нового сечения выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  [98]. Установлено, что новые экспериментальные сечения парциальных реакций [17] согласуются с оцененными данными, так же, отношения  $F_{1,2,3}^{\text{эксп}}$  согласуются с  $F_{1,2,3}^{\text{теор}}$ . Это означает, что с помощью нового экспериментального метода могут быть получены достоверные данные, свободные от недостатков метода разделения фотонейтронов по множественности.

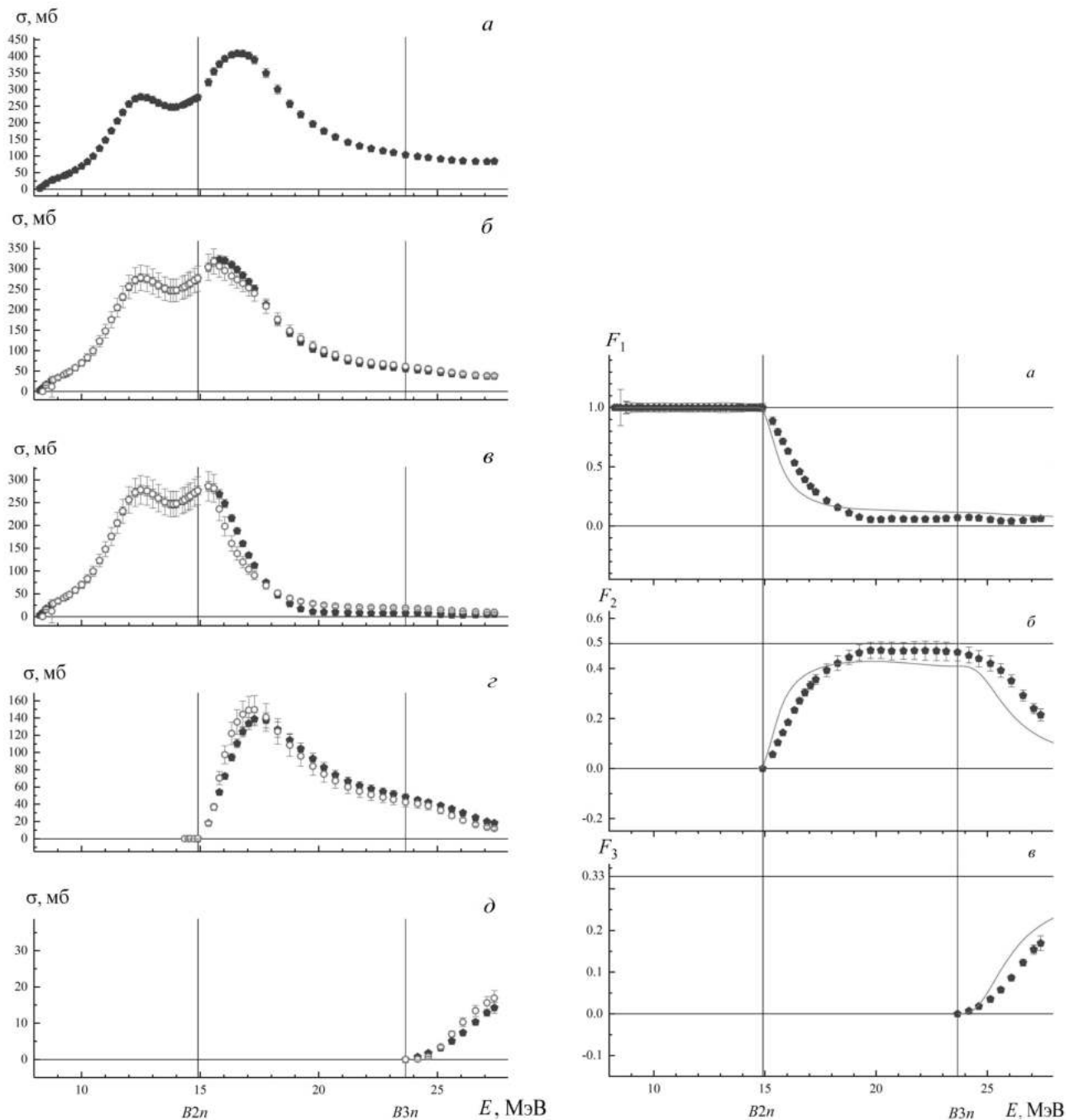


Рисунок 29. Оцененные и экспериментальные сечения и отношения  $F_i$  для ядра  $^{159}\text{Gd}$ .

Слева: оцененные ([17] – круги) и экспериментальные ([97] – пятиугольники) сечения фотонейтронных реакций (а –  $\sigma(\gamma, xn)$ , б –  $\sigma(\gamma, sn)$ , в –  $\sigma(\gamma, 1n)$ , г –  $\sigma(\gamma, 2n)$  д –  $\sigma(\gamma, 3n)$ ).

Справа: теоретические ([48, 49] – линии) и экспериментальные ([97] – пятиугольники) значения переходных функций множественности (а –  $F_1$ , б –  $F_2$ , в –  $F_3$ ).

Такой же вывод может быть дополнительно сделан применительно к новым данным [76] для ядра  $^{196}\text{Au}$ . Такие данные для реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на этом ядре были приведены и на Рисунке 28 (незаполненные треугольники с вершиной вниз). Представление о соотношении данных разных экспериментов может быть получено из сравнения интегральных сечений реакции  $(\gamma, 2n)$ , рассчитанных до энергии  $E^{\text{инт}} = 25$  МэВ, приведенных в Таблице 16.

Таблица 16. Интегральные сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  на ядре  $^{196}\text{Au}$ , полученные по данным разных экспериментов и их отношения к результатам оценки.

Источник данных	$\sigma^{\text{инт}}$ (МэВ мб)	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{эксп}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}$ [76]
Ливермор [55]	784.53	1.07
Сакле [82]	627.08	0.84
Активация [96]	720.52	0.97
NewSUBARU [98]	721.61	0.98
Оценка [76]	739.4	1.00

Несмотря на то, что абсолютные значения интегральных сечений в данном случае относительно близки, они очевидно демонстрируют определенную тенденцию. Приведенные данные свидетельствуют о том, что оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода данные [76] существенно (расхождения составляют 7% и 16%) в разные стороны отличаясь от результатов экспериментов, выполненных с помощью метода разделения нейтронов по множественности [55, 82], согласуются (отклонения составляют лишь 3% и 2%) с результатами активационного эксперимента и эксперимента с FED-детектором [97].

Таким образом, сравнение оцененных данных с результатами экспериментов, выполненных с помощью методов, альтернативных методу разделения нейтронов по множественности, в которых разделение парциальных реакций осуществляется прямо, свидетельствует о том, что сечения парциальных реакций, оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода, основанного на физических критериях, являются достоверными и могут быть рекомендованы для использования в исследованиях и приложениях.

#### 4.5 Некоторые физические следствия расхождений оцененных и экспериментальных сечений реакций

Результаты настоящей диссертационной работы свидетельствуют о том, что экспериментальные сечения парциальных реакций  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  и  $\sigma(\gamma, 3n)$ , а также полной фотонейтронной реакции  $\sigma(\gamma, sn)$  (3), полученные

с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, во многих случаях не соответствуют физическим критериям и, вследствие этого, не являются достоверными. Установлено, что новые оцененные сечения таких реакций, соответствующие объективным физическим критериям достоверности, во многих случаях существенно отличаются от соответствующих экспериментальных сечений. Это означает, что оценки физических эффектов, при проведении которых были использованы обсуждаемые экспериментальные данные, также не являются достоверными и нуждаются в определенном пересмотре. Это приводит к некоторым очевидным следствиям.

**Следствие 1.** Абсолютные величины сечений парциальных реакций.

Сказанное выше прямо относится к тем эффектам, для оценки которых использовались данные тех или иных экспериментов по абсолютным величинам сечений парциальных реакций  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  и  $\sigma(\gamma, 3n)$ . Прежде всего, это имеет особое значение для таких ядер, как, например,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , которые широко используются как мониторные при проведении относительных измерений, в которых определение абсолютных величин сечений реакций затруднительно. Очевидно, что использование новых оцененных сечений реакций вместо экспериментальных сечений, использованных ранее, изменит количественное соотношение относительных и абсолютных измерений.

Абсолютные величины новых оцененных сечений парциальных реакций напрямую связаны с оценками эффектов, в которых эти величины, также, как энергетические положения, энергетические центры тяжести и интегральные сечения, используются непосредственно при оценке параметров эффектов, например, таких как изоспиновое расщепление ГДР. Величина изоспинового расщепления

$$\Delta E = E_{\text{ц.т.}}(T_{>}) - E_{\text{ц.т.}}(T_{<}) \quad (22)$$

определяется по данным об энергетических центрах тяжести  $E_{\text{ц.т.}} - \sigma^{>}$  – и  $\sigma^{<}$  – компонент сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 1p)$ , дающих вклад в процессы возбуждения компонент ГДР с изоспинами  $T_{>} = T_0 + 1$  и  $T_{<} = T_0 = (N - Z)/2$  (изоспин основного состояния ядра). Поскольку в соответствии с концепцией сохранения изоспина распад состояний с изоспином  $T_{>}$  осуществляется преимущественно с испусканием протонов, а состояний с изоспином  $T_{<}$  – нейтронов, при оценке параметров такого расщепления рассматриваются соотношения сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 1p)$ . Следовательно, достоверные данные о сечении реакции  $(\gamma, 1n)$  оказываются непосредственно связанными с достоверной оценкой величины изоспинового расщепления в исследуемом ядре.

**Следствие 2.** Соотношение сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций.

Поскольку во всех экспериментах, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, рассматриваемых в настоящей диссертационной работе, использовалась прямая регистрация нейтронов, сечение реакции, интерпретированное в этих экспериментах как  $\sigma(\gamma, 1n)$ , на самом деле представляет собой сумму сечений двух реакций  $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$ . В выполненных исследованиях было показано (Таблица 10), что согласно результатам расчетов в КМФЯР [48, 49] реакция  $(\gamma, 1n1p)$  не играет существенной роли для большинства средне-тяжелых ядер, поскольку ее сечение оказывается существенно (иногда на порядки величины) меньшим по сравнению с сечениями реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ . Однако, в случаях относительно легких ядер величина сечения нейтронно-протонной реакции  $(\gamma, 1n1p)$  оказывается сравнимой с величинами сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  или даже превосходящей их, что требует пересмотра оценок эффектов, в которых использовалось экспериментальное сечение, недостоверно интерпретированное как  $\sigma(\gamma, 1n)$ . В настоящей работе существенное влияние учета влияния реакции  $(\gamma, 1n1p)$  на процессы фоторасщепления ядра и на достоверность определяемых данных по сечениям парциальных реакций было детально исследовано для ядер  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ .

Расхождения между оцененными и экспериментальными сечениями фотонейтронных реакций, которые были рассмотрены выше в разделе 4.2, имеют особое значение с точки зрения объяснения соотношений реакций с испусканием нейтронов и протонов в случае изотопов  $^{58,60}\text{Ni}$ . В случае ядра  $^{58}\text{Ni}$  согласно результатам расчетов в КМФЯР величина сечения  $\sigma(\gamma, 1n1p)$  превосходит величину сечения  $\gamma(\gamma, 2n)$  в 20 раз (Таблица 10). Учет этого обстоятельства позволил получить объяснение известного аномального соотношений абсолютных величин нейтронных и протонных реакций на этом ядре. На основании результатов оценки с помощью экспериментально-теоретического метода было показано [4], что экспериментальное сечение, интерпретированное в эксперименте [61] как  $\sigma(\gamma, 2n)$ , практически полностью представляет собой сечение  $\sigma(\gamma, 1n1p)$ . Это означает, что в ядре  $^{58}\text{Ni}$  в области энергий, превышающих пороги реакций  $B1n1p$  и  $B2n$ , доминирует (с превышением величины сечения в 20 раз) не нейтронная реакция  $(\gamma, 2n)$ , а нейтронно-протонная реакция  $(\gamma, 1n1p)$ , что прямо свидетельствует о приоритете для ядра  $^{58}\text{Ni}$  протонных каналов распада ГДР по сравнению с нейтронными каналами. В специальном исследовании [90], в котором в потенциале Вудса-Саксона, базирующемся на экспериментальных данных, использованных при построении оптического потенциала, был выполнен расчет протонных и нейтронных уровней для обоих ядер. Для последних заполненных протонных и нейтронных орбиталей (уровней Ферми) были получены значения энергий:  $E_F(p) = -10.59$  МэВ и  $E_F(n) = -12.64$  МэВ для  $^{58}\text{Ni}$  и  $E_F(p) = -11.91$  МэВ и  $E_F(n) = -11.88$  МэВ для  $^{60}\text{Ni}$ . Очевидно, что близость (расхождение  $-0.03$

МэВ)  $E_F(p)$  и  $E_F(n)$  в случае  $^{60}\text{Ni}$  и их очень большая разница (расхождение – 2.05 МэВ) в случае  $^{58}\text{Ni}$  свидетельствуют о том, что в случае ядра  $^{60}\text{Ni}$  существенно большую вероятность имеют распады по нейтронным каналам, тогда как в случае ядра –  $^{58}\text{Ni}$  напротив, по протонным.

Установленное преобладание протонных каналов распада состояний ГДР над нейтронными в случае изотопа  $^{58}\text{Ni}$  по сравнению с их соотношениями в случае изотопа  $^{60}\text{Ni}$  дополнительно может быть подтверждено [4] учетом влияния эффектов протоно-нейтронной симметрии на массу ядра. Это влияние было исследовано с использованием полуэмпирической массовой формулы Вейцзеккера [99]

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - [\alpha_1 A - \alpha_2 A^{2/3} - \alpha_3 Z^2/A^{1/3} - \alpha_4 (A/2 - Z)^2/A + \alpha_5 A^{-3/4}], \quad (23)$$

в которой все массы выражены в МэВ. Дифференцирование этого выражения по  $Z$  при постоянном  $A$  и приравнивание производной нулю приводит к следующему результату:

$$(\partial M/\partial Z)_A = m_p - m_n + 2[\alpha_3 Z/A^{1/3} - \alpha_4 (A/2 - Z)/A] = 0. \quad (24)$$

При том, что коэффициенты при кулоновской энергии и энергии симметрии равны соответственно  $\alpha_3 = 0.71$  МэВ и  $\alpha_4 = 94.8$  МэВ, получается соотношение

$$Z = A/(1.98 + 0.015A^{2/3}), \quad (25)$$

позволяющее вычислить  $Z$   $\beta$ -стабильного изобара для определенного значения массового числа ядра  $A$ . Из соотношения (25) следует, что  $\beta$ -стабильное ядро с  $A = 58$  ( $^{58}\text{Ni}$ ) должно иметь  $Z = 26$ , а не 28, тогда как  $\beta$ -стабильное ядро с  $A = 60$  ( $^{60}\text{Ni}$ ) должно иметь  $Z = 27$ . Это означает, что по сравнению с ядром  $^{60}\text{Ni}$  ядро  $^{58}\text{Ni}$  является «протонно-избыточным». При этом наблюдается значительное различие разностей  $B1n - B1p$  энергетических порогов реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 1p)$ , а также разностей  $B2n - B1n1p$  порогов реакций  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 1n1p)$ , которые составляют (Таблица 12) 1.5 ( $[11.4-9.5] = 1.9-0.4 = [20.4-20.0]$ ) МэВ в случае ядра  $^{60}\text{Ni}$  и 2.1 ( $[12.2-8.2] = 4.0-2.9 [22.5-19.6]$ ) МэВ в случае ядра  $^{58}\text{Ni}$ . Следовательно, в ядре  $^{58}\text{Ni}$ , пока не испущен нейтрон, несмотря на действие кулоновского барьера, действительно преобладают протонные каналы распада. Таким образом, достоверно оцененные сечения реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 1n1p)$  и  $(\gamma, 2n)$  и их соотношения в области энергий налетающих фотонов, в которой они конкурируют, позволяют объяснить нетрадиционное соотношение величин сечений нейтронных и протонных реакций для этого ядра.

**Следствие 3.** Соотношение сечений парциальных реакций, прежде всего таких, как  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ .

В проведенных исследованиях было установлено, что в разных экспериментах во многих случаях весьма существенно различаются не только аб-

солютные величины оцененных и экспериментальных сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , но и их соотношения. Это находит свое отражение в существенных расхождениях оценок эффектов, в которых используются данные об отношениях сечений этих реакций. Так, например, ранее было показано [17], что в случае ядра  $^{159}\text{Tb}$  оцененные и экспериментальные сечения реакций имеют следующие величины (Таблица 17).

Таблица 17. Сравнение оцененных и экспериментальных интегральных сечений (в единицах МэВ мб) реакций на ядре  $^{159}\text{Tb}$ .

Реакция	Оценка [17]	Эксперимент [65]	Эксперимент [86]
$(\gamma, 1n)$	1642	1390	1950
$(\gamma, 2n)$	715	870	610

По сравнению с данными, полученными в Сакле, оцененное интегральное сечение реакции  $^{159}\text{Tb}(\gamma, 2n)$  увеличилось на 15% (715 вместо 610), в то время как интегральное сечение реакции  $^{159}\text{Tb}(\gamma, 1n)$  уменьшилось на 19% (1642 вместо 1950). Следовательно, отношение сечений  $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 1n)$ , представляющее большой интерес с точки зрения определения целого ряда фундаментальных физических эффектов, например соотношения прямых и статистических процессов при распаде ГДР, увеличилось в рассмотренном случае ядра  $^{159}\text{Tb}$  на 27% (715/1642 вместо 610/1950). Вместе с тем по сравнению с данными Ливермора оцененное интегральное сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  уменьшилось на 22% (715 вместо 870), а реакции  $(\gamma, 1n)$  увеличилось на 18% (1642 вместо 1390). Соответственно отношение сечений  $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 1n)$  уменьшилось на 30% (715/1642 вместо 870/1390).

Отношения  $\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{инт}}(\gamma, 1n)$  напрямую связаны с оценками соотношений прямых и статистических процессов в реакциях фотовозбуждения и распада состояний ГДР. Как отмечалось выше, сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  имеют систематически большие абсолютные величины в Сакле, причем эти различия накапливаются в области энергий фотонов, превышающих порог  $B2n$ . В специальном исследовании [44] было показано, что в то время, как сечения реакции  $(\gamma, 1n)$ , полученные в Ливерморе, в соответствии с предсказаниями статистической модели быстро спадали до 0 на участке в несколько ( $\sim 3-5$ ) МэВ выше порогов  $B2n$ , сечения этих реакций, полученные в Сакле, имели заметно отличные от 0 значения в широких областях энергий налетающих фотонов, превышающих пороги  $B2n$  на величины до  $\sim 10$  МэВ. Такие «высокоэнергетичные хвосты» сечений реакции  $(\gamma, 1n)$ , полученных в Сакле, были интерпретированы [65] как следствия проявления прямых нейтронных переходов. Такая интерпретация основывалась на предположении о том, что поглощение дипольных  $E1$  фотонов ядром приводит к формированию



компаунд-ядра, из которого затем происходит испускание одного или двух нейтронов. В рамках такого предположения для определения температуры ядра  $\theta$  и параметра плотности уровней « $\alpha$ » соседнего ядра с  $(N - 1)$  может быть использовано соотношение

$$[\sigma_{2n}(E)]/[\sigma_{1n}(E) + \sigma_{2n}(E)] = \frac{\int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-B2n} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon}{\int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon=E-Bn-\delta} \varepsilon \rho(U) d\varepsilon}, \quad (26)$$

где  $U = E - Bn - \varepsilon - \delta$  - эффективная энергия возбуждения ядра (A-1),

$\varepsilon$  - кинетическая энергия испущенного нейтрона,

$\delta$  - энергия спаривания ядра (A-1),

$\rho(U)$  - выражение для плотности уровней ядра (A-1), в модели Ферми-газа имеющее вид  $\rho(U) = CU^{-2} \exp(2\sqrt{\alpha}U)$ ,

$Bxn$  - порог соответствующей xn-реакции.

При использовании для плотности ядерных уровней формулы Блата-Вайскопфа [100] соотношение (26) может быть представлено в виде

$$[\sigma_{2n}(E)]/[\sigma_{1n}(E) + \sigma_{2n}(E)] = 1 - \left(1 + \frac{E - B2n}{\theta}\right) \exp\left(-\frac{E - B2n}{\theta}\right). \quad (27)$$

Оба соотношения ((26) и (27)) для разумных значений параметров  $\theta$  и « $\alpha$ » предсказывают исчезновение сечения  $\sigma_{2n}$  в области энергий, на несколько МэВ превышающих порог  $B2n$ . В то время, как доля прямых процессов по данным Ливермора была установлена [44, 65] для большого числа ядер не превышающей 10%, доли таких прямых процессов по данным Сакле были оценены, существенно большими величинами, например, для ядра  $^{159}\text{Tb}$  - 23%,  $^{165}\text{Ho}$  - 23%,  $^{181}\text{Ta}$  - 22%,  $^{197}\text{Au}$  - 20%,  $^{208}\text{Pb}$  - 15%. Однако, экспериментальная проверка свидетельствует о том, что в большинстве случаев это не так. Новые оцененные в настоящей работе достоверные сечения реакций  $(\gamma, 1n)$  для этих и многих других ядер свидетельствуют о том, что превышение данных Сакле для этой реакции над данными Ливермора в области энергий  $E_\gamma > B2n$  в значительной мере обусловлены систематическими погрешностями процедуры определения принадлежности детектируемых нейтронов к парциальным реакциям различной множественности на основании данных об энергии нейтронов. Это означает, что оценки вкладов прямых нейтронов в реакцию  $(\gamma, 1n)$  в областях энергий налетающих фотонов, превышающих пороги  $B2n$ , не являются достоверными и требует уточнений соотношений статистических и прямых процессов при возбуждении и распаде ГДР. Вклад прямых процессов может быть определен [65, 86] с помощью асимптотической формы соотношения для множественности  $M$  нейтронов

$$M = [\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n)]/[\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)] = \sigma(\gamma, xn)/\sigma(\gamma, sn). \quad (28)$$

Отношение  $\sigma(\gamma, xn)/\sigma(\gamma, sn)$ , определяющее мультипольность, прямо зависит от того, насколько достоверно определено сечение полной фотонейтронной реакции  $\sigma(\gamma, sn)$ , отличающееся от сечения выхода нейтронов  $\sigma(\gamma, xn)$  на величину достоверно определенного  $\sigma(\gamma, 2n)$ . Следовательно, вклады прямых процессов, определенные с использованием существенно различающихся оцененного  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, sn)$  и экспериментальных сечений  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, sn)$ , также будут различаться.

**Следствие 4.** Сечение полной фотонейтронной реакции  $\sigma(\gamma, sn)$  и дипольное правило сумм.

С достоверностью определенного полного фотонейтронного сечения  $\sigma(\gamma, sn)$  прямо будет связано и отличие его интегрального сечения от предсказания дипольного правила сумм – правила Томаса-Рейче-Куна (ТРК)

$$\sigma^{\text{инт}}(\gamma, sn) \approx \sigma^{\text{инт}}(\gamma, abs) = \frac{2\pi^2 e^2 h N Z}{M c A} = 60 \frac{N Z}{A} \text{МэВ мб}, \quad (29)$$

где  $M$  – масса нуклона,

$Z$  – число протонов в ядре,

$A = Z + N$  – массовое число,

$\sigma^{\text{инт}}(\gamma, sn)$  – интегральное сечение полной фотонейтронной реакции,

$\sigma^{\text{инт}}(\gamma, abs)$  – интегральное сечение реакции фотопоглощения.

Это правило сумм – оценка максимального значения интегрального сечения ГДР в предположении о том, что его возбуждение обусловлено преимущественным поглощением электрических дипольных фотонов. В качестве типичного примера проблем достоверности экспериментальных данных по сечению полной фотонейтронной реакции  $\sigma(\gamma, sn)$  в Таблице 18 приведены данные о величинах интегральных сечений, рассчитанных по оцененным [2] и экспериментальным [85] сечениям полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, sn)$  для изотопов  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ .

Таблица 18. Оцененные [2] и экспериментальные (соответствующие данным, приведенным в [44, 85]) интегральные сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  (в МэВ мб), рассчитанные до энергий налетающих фотонов  $E^{\text{инт}}$ , в сравнении с ТРК-предсказаниями.

	$^{76}\text{Se}$ ( $E^{\text{инт}} = 26.5 \text{ MeV}$ )	$^{78}\text{Se}$ ( $E^{\text{инт}} = 26.5 \text{ MeV}$ )	$^{80}\text{Se}$ ( $E^{\text{инт}} = 28.0 \text{ MeV}$ )	$^{82}\text{Se}$ ( $E^{\text{инт}} = 26.5 \text{ MeV}$ )
$60 \frac{NZ}{A}$	1127	1150	1173	1194
Оценка	1023	1077	1191	1190
[85]*)	1010	1060	1110	1130
[44]*)	996	1050	1138	1124

\*) Интегральные сечения по данным [44, 85] несколько различаются.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что для изотопов  $^{76,78,80,82}\text{Se}$  оцененные интегральные сечения [2] оказываются большими по сравнению с экспериментальными данными [39, 85] и заметно более близкими к ТРК-предсказаниям. Очевидно, что недостоверное (ошибочное) перемещение части нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$  в реакцию  $(\gamma, 2n)$  в эксперименте [85] не может являться причиной возрастания их суммы – сечения полной фотонейтронной реакции – в том случае, если приведенная причина является единственной. По всей видимости, проявляются также и проблемы, связанные с эффективностью детектора, использованного в эксперименте [85]. Обсуждаемые данные были получены в Сакле при использовании нейтронного детектора, представлявшего собой жидкий сцинтиллятор большого объема, обогащенный гадолинием. Как отмечалось выше (Глава 1) в соответствии с пояснениями [38] эффективность детектора, в целом оцениваемая вблизи  $\sim 40\text{--}60\%$ , заметно зависела от энергии нейтронов, существенно уменьшаясь при переходе от одного нейтрона к трем. Существенная зависимость эффективности регистрации от энергии нейтронов особенно ярко проявляется в том обстоятельстве, что в Ливерморе эффективность детектора была заметно ниже (приведенная к эффективности  $4\pi$  детектора эффективность регистрации события «единственного» нейтрона составляла  $\sim 0.17$ ), и это во многих случаях (например,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  [38, 39]) не позволило, в отличие от этих же ядер в Сакле, вообще определить сечения реакции  $\sigma(\gamma, 3n)$ . Следовательно, сечение реакции выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ , используемое в процедуре оценки экспериментально-теоретического метода и практически не зависящее от проблем экспериментального определения множественности нейтронов, является более достоверным, чем сечение полной фотонейтронной реакции

$\sigma(\gamma, sn)$ , от этих проблем в определенной степени зависящее. Дополнительным подтверждением данного следствия является и хорошее согласие между оцененными сечениями разных фотонейтронных реакций и сечениями, полученными с помощью FED-детектора [97] (Рисунок 29), эффективность регистрации нейтронов которого практически не зависит от их энергии. Как отмечалось выше в разделе 4.4.2 при изменении энергии нейтронов от 3 до 7 МэВ полная усредненная эффективность FED-детектора лишь слегка уменьшается от  $37.3 \pm 0.69\%$  до  $35.2 \pm 2.2\%$  [97].

**Следствие 5.** Оценка данных по сечениям парциальных реакций, которые не были получены экспериментально.

В заключение этого раздела следует отметить весьма важное следствие применения экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, основанного на использовании объективных физических критериев достоверности. Процедура оценки этого (14) метода включает в себя произведение отношений  $F_i$ , рассчитанных в КМФЯР на экспериментальное сечение выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ . Это означает, что экспериментально-теоретический метод универсально позволяет в той области энергий налетающих фотонов, в которой определено сечение выхода, оценивать сечения реакций всех множественностей, которые возможны энергетически. Это обусловлено универсальностью обсуждаемых в настоящей работе физических критериев: согласно определению (13) отношения  $F_1$  не должны превышать значения 1.00,  $F_2 - 0.50$ ,  $F_3 - 0.33$ ,  $F_4 - 0.25$ ,  $F_5 - 0.20$ ,  $F_6 - 0.17$ ,  $F_7 - 0.14$  и т.д. В настоящей работе при оценке данных по сечениям выхода  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ , в нескольких случаях (например, для ядер  $^{206,207}\text{Pb}$ ) были оценены сечения реакции  $\sigma(\gamma, 3n)$ , которые в соответствующих экспериментах получены не были.

Возможности получения с помощью экспериментально-теоретического метода оцененных сечений парциальных реакций, которые не были получены экспериментально, для ядер, для которых имеются экспериментальные сечения выхода нейтронов, в отдельных случаях могут быть дополнены возможностями оценки сечений таких реакций и для ядер, для которых экспериментальные данные по фотоядерным реакциям вообще отсутствуют. В качестве примера могут быть приведены результаты соответствующего исследования фотонейтронных реакций на ядре  $^{129}\text{Xe}$  [20]. Эти данные востребованы [101, 102] в области исследований взаимодействия ядер, проводимых с целью поиска нового состояния адронной материи - так называемой кварк-глюонной плазмы на встречных пучках ультрарелятивистских ядер крупнейших в мире установок, таких, например, как Коллайдер релятивистских тяжелых ионов (Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)) в Брукхэвенской национальной лаборатории США и Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider (LHC)) в ЦЕРНе. Для преодоления трудностей с мониторингом светимости встречных пучков таких ускорителей было предложено регистрировать

коррелированные пары нейтронов от процессов взаимной электромагнитной диссоциации каждого из сталкивающихся ядер. Такая диссоциация происходит под воздействием лорентц-сжатых кулоновских полей ядер даже в случае отсутствия перекрытия их ядерных плотностей в момент наибольшего сближения ядер. Основным механизмом взаимной электромагнитной диссоциации является возбуждение и последующий распад по однейтронному каналу гигантских дипольных резонансов (ГДР) в каждом из сталкивающихся ядер. К испусканию единственного нейтрона наряду с другими частицами могут приводить фотоядерные реакции с достаточно энергичными фотонами. Однако проблема становится еще более острой, если рассматривать другие парциальные каналы взаимной диссоциации, в частности эмиссии двух или трех нейтронов. В этих случаях также приходится привлекать модели фотоядерных реакций способные предсказать сечения каналов  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  в широком диапазоне энергий. Ранее изучались столкновения ядер  $^{115}\text{In}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{208}\text{Pb}$  [40, 101, 102], а в последнее время появился интерес к явлению электромагнитной диссоциации ионов  $^{129}\text{Xe}$ , для которых экспериментальные данные по сечениям фотоядерных реакций отсутствуют.

В этой связи были выполнены расчеты в рамках КМФЯР и кода TALYS [103] сечений реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, sn)$  и  $(\gamma, xn)$  для ядра  $^{129}\text{Xe}$ , а также соседних с ним ядер  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128}\text{Te}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ . Было установлено, что, во-первых, для всех рассматриваемых парциальных и полных реакций результаты расчетов в рамках моделей КМФЯР и TALYS для ядра  $^{129}\text{Xe}$  оказываются близки, а во-вторых, наилучшее согласие расчетных сечений реакций для ядра  $^{129}\text{Xe}$  с экспериментальными сечениями наблюдается для данных, полученных для ядра  $^{127}\text{I}$  в Сакле [104]. На основании результатов проведенных сравнений результатов теоретических расчетов именно экспериментальное сечение выхода нейтронов  $(\gamma, xn)$  для этого ядра было использовано для оценки сечений парциальных и полной фотонейтронных реакции на ядре  $^{129}\text{Xe}$ , которые экспериментально получены к настоящему времени не были. Впервые оцененные данные по фоторасщеплению ядра  $^{129}\text{Xe}$  позволили рассмотреть [20] явление электромагнитной диссоциации ионов  $^{129}\text{Xe}$  и его возможности его использования для мониторинга светимости пучков ультрарелятивистских коллайдеров.

## Заключение

В ходе выполнения диссертационной работы с использованием объективных физических критериев достоверности данных были проанализированы экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и в отдельных случаях -  $(\gamma, 3n)$ , для 22 ядер  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{206,207}\text{Pb}$ .

Установлено, что в широких областях энергий налетающих фотонов экспериментальные сечения содержат в себе значительные систематические погрешности разных типов и вследствие этого во многих случаях не удовлетворяют физическим критериям достоверности:

- отношения  $F_i^{\text{эксп}}$  во многих случаях превышают физически допустимые пределы 1.00, 0.50 и 0.33... для  $i = 1, 2$  и 3 соответственно;
- в сечениях парциальных реакций, в основном реакции  $(\gamma, 1n)$ , и в соответствующих отношениях  $F_1^{\text{эксп}}$  имеются физически запрещенные отрицательные значения;
- отношения  $F_i^{\text{эксп}}$ , полученные по экспериментальным данным, существенно отличаются от отношений  $F_i^{\text{теор}}$ , рассчитанных в КМФЯР и удовлетворяющих физическим критериям достоверности данных.

С помощью экспериментально-теоретического метода оценки получены [1–23] новые сечения реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , а также сечения полных фотонейтронных реакций  $(\gamma, sn)$  для 22 указанных выше ядер, удовлетворяющие физическим критериям.

С помощью детального анализа разностей между оцененными и экспериментальными сечениями реакций определены причины существенных систематических расхождений результатов разных экспериментов между собой и с оцененными данными:

- в случаях ядер  $^{76,78,80,83}\text{Se}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{165}\text{Ho}$  эти расхождения в основном обусловлены погрешностями метода разделения нейтронов между реакциями  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  по множественности на основании данных об их энергиях;
- в случаях ядер  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ , и  $^{58,60}\text{Ni}$  основные систематические погрешности сечений обусловлены отсутствием в экспериментах учета вкладов реакции  $(\gamma, 1n1p)$ ;
- в случаях ядер  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{206,207,208}\text{Pb}$  систематические погрешности технического характера обусловлены потерей в экспериментах Ливермора большого количества нейтронов из реакции  $(\gamma, 1n)$ .

Новые оцененные сечения реакций для ядер  $^{51}\text{V}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{58,60}\text{Ni}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ ,  $^{193}\text{Rh}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{206,207}\text{Pb}$ , исследованных в настоящей работе, вместе с полученными ранее аналогичными оцененными данными для ядер  $^{115}\text{In}$ ,  $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{139}\text{La}$ ,  $^{140,142}\text{Ce}$ ,  $^{141}\text{Pr}$ ,  $^{145,148}\text{Nd}$ ,  $^{153}\text{Eu}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{160}\text{Gd}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{186}\text{W}$ ,  $^{186,188,190,192}\text{Os}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$ , включены в фонд международной электронной базы данных по ядерным реакциям (Таблица 20, Приложение 2).

Работы выполнены на кафедре Общей ядерной физики Физического факультета МГУ и в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ, частично в рамках Исследовательского контракта № 20501 Координационного исследовательского проекта № F41032 Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ).

Автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю д.ф.-м.н., проф. В. В. Варламову за предложенную тему, плодотворные дискуссии, помощь в получении результатов и их интерпретации, д.ф.-м.н., с.н.с. В.Н.Орлину за помощь в проведении теоретических расчетов, а также сотрудникам кафедры Общей ядерной физики и Отдела электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер за поддержку работы на всех ее этапах. Автор отмечает особую роль д.ф.-м.н., профессора Б.С.Ишханова в формулировании главной задачи выполненных исследований.

## Список литературы

- [1] Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S. и др. The reliability of photoneutron cross sections for  $^{90,91,92,94}\text{Zr}$ . // European Physical Journal A. 2018. V. 54. P. 74 (10). DOI: 10.1140/epja/i2018-12508-4 (SJR 2021–0.958, 1.1 п.л. / 40%).
- [2] Варламов В.В., Давыдов А.И., Ишханов Б.С. Новые данные по сечениям фотонейтронных реакций на ядрах  $^{76,78,80,82}\text{Se}$  // Ядерная физика. 2019. Т. 82. № 1. С. 16-26. DOI:10.1134/S0044002719010197 (SJR 2021–0.217, 1.1 п.л. / 70%).
- [3] Варламов В.В., Давыдов А.И., Макаров М.А. и др. Достоверность сечений парциальных фотонейтронных реакций для ядер  $^{63,65}\text{Cu}$  и  $^{80}\text{Se}$  // Известия РАН. Серия физическая. 2016. Т. 80. № 3. С. 351-359. DOI: 10.7868/S0367676516030339 (SJR 2021–0.238, 0.88 п.л. / 35%).
- [4] Varlamov V., Davydov A., Kaidarova V. и др. Photoneutron reaction cross-section data for  $^{75}\text{As}$ : Experiments and evaluation // Physical Review C. 2019. V. 99. N2. P. 024608 (9). DOI: 10.1103/PhysRevC.99.024608 (SJR 2021–1.317, 0.99 п.л. / 50%).
- [5] Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. и др. Физические критерии достоверности данных по фоторасщеплению ядра  $^{89}\text{Y}$  // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 6. С. 738-743. DOI: 10.7868/S0367676517060242 (SJR 2021–0.238, 0.6 п.л. / 40%).
- [6] Варламов В.В., Давыдов А.И., Кайдарова В.Д. Оценка достоверных сечений фотонейтронных реакций на ядрах  $^{103}\text{Rh}$  и  $^{165}\text{Ho}$ . // Ядерная физика. 2019. Т. 82. № 3. С. 212-223. DOI: 10.1134/S0044002719030152 (SJR 2021–0.217, 1.1 п.л. / 60%).
- [7] Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. Фотонейтронные реакции на ядре  $^{51}\text{V}$ : систематические погрешности экспериментов и новые оцененные данные // Ядерная физика. 2021. Т. 84. № 4. С. 278-289. DOI: 10.31857/S0044002721030156 (SJR 2021–0.217, 1.2 п.л. / 50%).
- [8] Varlamov V.V., Davydov A.I., Ishkhanov B.S. Photoneutron cross sections for  $^{59}\text{Co}$ : Systematic uncertainties of data from various experiments. // European



- Physical Journal A. 2017. V. 53. P. 180-187. DOI: 10.1140/epja/i2017-12373-7 (SJR 2021–0.958, 0.8 п.л. / 60%).
- [9] Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. Достоверность результатов фотоядерных экспериментов на ядре  $^{58}\text{Ni}$  // Ядерная физика. 2022. Т. 85. № 4. С. 237-248. DOI: 10.31857/S0044002722040122 (SJR 2021–0.217, 1.2 п.л. / 50%).
- [10] Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. The specific features of photoneutron reactions on  $^{58}\text{Ni}$  // European Physical Journal A. 2022. V. 58. P. 123-133. DOI: 10.1140/epja/s10050-022-00775-x (SJR 2021–0.958 п.л. / 1.1 п.л. / 50%).
- [11] Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. Новые оцененные сечения фотонейтронных реакций на ядре  $^{60}\text{Ni}$  // Ядерная физика. 2022. Т. 85. № 4. С. 316-327. DOI: 10.1134/S1063778822040123 (SJR 2021–0.217, 1.2 п.л. / 50%).
- [12] Varlamov V., Davydov A., Ishkhanov B. и др. Photoneutron reaction cross sections for  $^{75}\text{As}$  and  $^{181}\text{Ta}$ : Systematic uncertainties and data reliability // European Physical Journal Web of Conferences. 2020. V. 239. P. 01035 (4). DOI: 10.1051/epjconf/202023901035 (SJR 2021–0.184, 0.5 п.л. / 40%).
- [13] Варламов В.В., Давыдов А.И. Физические критерии достоверности и особенности данных по фоторасщеплению ядер  $^{75}\text{As}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{208}\text{Pb}$  // Ядерная физика. 2021. Т. 84. № 5. С. 370-381. DOI: 10.31857/S0044002721050159 (SJR 2021–0.217, 1.2 п.л. / 70%).
- [14] V.V. Varlamov, A.I. Davydov, V.N. Orlin. Photodisintegration of  $^{127}\text{I}$ : Systematic Uncertainties of Experiments and Data Evaluated Using Physical Criteria // American Journal of Physics and Applications. 2020. V. 8. N. 5. P. 64-72 DOI: 10.11648/j.ajpa.20200805.11 (SJR 2021– 0.668, 0.9 п.л. / 60%).
- [15] Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. New evaluated data on  $^{206,207,208}\text{Pb}$  photodisintegration // European Physical Journal A. 2021. V. 57, 287-299. DOI: 10.1140/epja/s10050-021-00594-6 (SJR 2021–0.958, 1.3 п.л. / 70%).
- [16] Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. Фоторасщепление ядер  $^{206,207,208}\text{Pb}$ : экспериментальные и оцененные сечения фотонейтронных реакций // Известия РАН, серия физическая. 2022. Т. 86. № 4. С. 563-570. DOI: 10.31857/S0367676522040251 (SJR 2021–0.238, 0.8 п.л. / 60%).
- [17] Varlamov V.V., Davydov A.I. Reliability of  $^{159}\text{Tb}$  partial photoneutron reaction cross sections obtained in various experiments // Physics of Atomic Nuclei. 2022. V. 85. N6. P. 540-550. DOI: 10.1134/S106377882301060X (SJR 2021–0.217, 1.0 п.л. / 70%).

- [18] Варламов В.В., Давыдов А.И. Экспериментальные и оцененные данные по фоторасщеплению ядра  $^{197}\text{Au}$  // Ядерная физика. 2022. Т. 85. № 1. С. 2-13. DOI: 10.31857/S0044002722010147 (SJR 2021–0.217, 1.4 п.л. / 50%).
- [19] Belyshev S., Davydov A., Filipescu D. et al. New  $^{209}\text{Bi}$  photodisintegration data and physical criteria of data reliability // European Physical Journal Web of Conferences. 2020. V. 239. P. 01031 (4). DOI: 10.1051/epjconf/202023901031 (SJR 2021– 0.184, 0.5 п.л. / 15%).
- [20] Бельшев С.С., Варламов В.В., Гунин С.А., Давыдов А.И. и др. Фотонейтронные реакции на ядрах  $^{129}\text{Xe}$  и их электромагнитная диссоциация в коллайдерах // Ядерная физика. 2020. Т. 83. № 1. С. 2-9. DOI: 10.31857/S0044002719060047 (SJR 2021–0.217, 0.9 п.л. / 20%).
- [21] Давыдов А.И., Варламов В.В., Бельшев С.С. и др. Данные о фоторасщеплении ядра  $^{127}\text{I}$ : эксперименты и оценка // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2019. № 3. P. 1930413 (3). (Импакт-фактор РИНЦ 2018 - 0,062, 0.4 п.л. / 50%).
- [22] Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. Систематические погрешности фотоядерных экспериментов для изотопов Pb и ядер As, I и Ta // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2022. № 3. С. 2230503 (8). (Импакт-фактор РИНЦ 2018 - 0,062, 0.9 п.л. / 50%).
- [23] Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. Фотонейтронные реакции на ядре  $^{51}\text{V}$ : систематические погрешности экспериментов и новые оцененные данные // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2022. № 3. С. 2230501 (11). (Импакт-фактор РИНЦ 2018 - 0,062, 1.2 п.л. / 60%).
- [24] Мигдал А. Б. Анализ экспериментальных данных о ливнях Оже и толчках Гофмана // ЖЭТФ. 1945. Т. 15. С. 313-329.
- [25] Baldwin G.C., Klaiber G.S., Photo-Fission in Heavy Elements // Physical Review. 1947. V. 71. P. 3-10.
- [26] Goldhaber M., Teller E. On Nuclear Dipole Vibrations // Physical Review. 1948. V. 74. P. 1046-1049.
- [27] Fuller E.G., Gerstenberg H. Photonuclear Data – Abstracts Sheets 1955–1982 // NBSIR 83-2742. U.S.A. National Bureau of Standards, 1986.
- [28] Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E. Atlas of Giant Dipole Resonances. Parameters and Graphs of Photonuclear Reaction Cross Sections. INDC(NDS)–394, IAEA NDS, Vienna, Austria, 1999.

- [29] В. В. Варламов, В. В. Сапуненко, М. Е. Степанов. Фотоядерные данные 1976–1995. Указатель. Издательство Московского университета. Москва. 1996.
- [30] Международная электронная база данных по ядерным реакциям. Секция ядерных данных МАГАТЭ, <http://www-nds.iaea.org/exfor>.
- [31] База данных ЦДФЭ НИИЯФ МГУ по основным параметрам ГДР, <http://cdfc.sinp.msu.ru/saladin/gdrmain.html>.
- [32] Steinwedel H., Jensen Y.D. Hydrodynamics of nuclear dipole oscillations // Z. Naturforsch. 1950. V. 5a. P. 413.
- [33] Wilkinson D.H. Nuclear Photodisintegration // Physica. 1956. V. 22. P. 1039-1045.
- [34] Brown G.E., Boisterli M., Dipole States in Nuclei. // Physical Review Letters. 1962. V. 3. P. 472-480.
- [35] Elliot J.P., Flowers B.H. The Odd-Parity States of  $^{16}\text{O}$  and  $^{16}\text{N}$ . // Proc. Roy. Soc.A. V.242 P. 57-65.
- [36] Sund R.E., Baker M.P., Kull L.A. et al. Measurements of the  $^{63}\text{Cu}(\gamma, 1n)$  and  $(\gamma, 2n)$  Cross Sections // Physical Review. 1968. V. 176. P. 1366-1376.
- [37] Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами // Издательство Московского университета. Москва, 1979.
- [38] Berman B.L., Fultz S.C. Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons // Reviews of Modern Physics. 1975. V. 47. P. 713-761.
- [39] Dietrich S.S., Berman B.L. Atlas of photoneutron reaction cross sections obtained with in monoenergetic photons // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. V. 38. P. 199-338.
- [40] Песков Н.Н. Оценка сечений фотонейтронных реакций, полученных на пучках аннигиляционных и тормозных фотонов. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, НИИЯФ МГУ, Москва, 2006.
- [41] Varlamov V.V., Ishkhanov B.S. Study of consistency between  $(\gamma, xn)$ ,  $[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$  and  $(\gamma, 2n)$  reaction cross sections using data systematics // INDC(ССР)–433, IAEA NDS, Vienna, 2002.

- [42] Varlamov V.V., Peskov N.N., Rudenko D.S., et al. Consistent evaluation of photoneutron reaction cross sections using data obtained in experiments with quasimonoenergetic annihilation photon beams at Livermore (USA) and Saclay (France) // INDC(CCP)-440, IAEA NDS, Vienna, 2004, p. 37.
- [43] Woly nec E., Martinez A.R.V., Gouffon P., et al. Comment on photoneutron cross sections // Physical Review C. 1984. V. 29. N 3. P. 1137-1139.
- [44] Woly nec E., Martins M.N. Discrepancies Between Saclay and Livermore Photoneutron Cross Sections // Revista Brasileira Fisica. 1987. V. 17. P. 56-65.
- [45] Berman B.L., Pywell R.E., Dietrich S.S., et al. Absolute photoneutron cross sections for Zr, I, Pr, Au, and Pb // Physical Review C. 1987. V. 36. N 4. P. 1286-1292.
- [46] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др. Оцененные сечения реакций  $\sigma(\gamma, nX)$  и  $\sigma(\gamma, 2nX)$  на изотопах олова  $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$  // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74. № 6. С. 875-883.
- [47] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др. Новые данные по сечениям реакций  $^{197}\text{Au}(\gamma, nX)$  и  $^{197}\text{Au}(\gamma, 2nX)$  // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т. 74. № 6. С. 884-891.
- [48] Ишханов Б.С., Орлин В.Н. Полумикроскопическое описание дипольного гигантского резонанса. // Физика элементарных частицы и атомного ядра. 2007. Т. 38. №2. С. 460-484.
- [49] Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Preequilibrium model of photonucleon reactions, that is based on Fermi gas densities // Physics of Atomic Nuclei. 2008. V. 71. N 3. P. 493-508. DOI: 10.1134/S1063778808030101.
- [50] Варламов, В.В. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. Новый подход к анализу и оценке сечений парциальных фотонейтронных реакций // Ядерная физика. 2013. Т. 75. № 11. С. 1414-1424. DOI: 10.1134/S1063778813110148.
- [51] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др. Новые данные о парциальных фотонейтронных реакциях  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$  // Ядерная физика. 2013. Т. 76. № 11. С. 1484-1495. DOI: 10.7868/S0044002713110159.
- [52] Варламов В.В., Орлин В.Н., Песков Н.Н. и др. Сечения парциальных фотонейтронных реакций на ядре  $^{115}\text{In}$  и разделение нейтронов по множественности. // Известия РАН. Серия физическая. 2013. Т. 77. № 4. С. 433-442. DOI: 10.7868/S0367676513040297.
- [53] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др. Фотоядерные реакции в астрофизике // Ядерная физика. 2014. Т. 77. №12. С. 1491-1504. DOI: 10.7868/S0044002714110099.

- [54] Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., et al. A new approach for analysis and evaluation of partial photoneutron reaction cross sections. // *European Physical Journal A*. 2014. V. 50. N 7. P. 114 (7). DOI: 10.1140/epja/i2014-14114-x.
- [55] Fultz S. C., Bramblett R. L., Caldwell J. T. et al. Photoneutron Cross-Section Measurements on Gold Using nearly Monochromatic Photons // *Physical Review*. 1962. V. 127. P. 1273-1279.
- [56] Tzara C. A method of production of energetic photons of narrow spectrum // *Comptes rendus de l'Academie des Sciences*. 1957. V. 245. P. 56.
- [57] Miller J., Schuhl C., Tzara C. Mesure des Sections Efficaces ( $|\gamma, n$ ) de Cu, Ce, La, Ta, Au, Pb et Bi en Valeur Absolue. // *Nuclear Physics*. 1962. V. 32. P. 236-245.
- [58] Hatcher C.R., Bramblett R.L, Hansen N.E. et al. Width of photon line produced by positron annihilation at 15 MeV // *Nuclear Instruments and Methods*. 1961. V. 14. P. 337-342.
- [59] Berman B.L., Caldwell J.T., Harvey R.R. et al. Photoneutron cross sections for  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ , and  $^{89}\text{Y}$  // *Physical Review*. 1967. V. 162. N 4. P. 1098-1111.
- [60] Fultz S.C., Bramblett R L., Caldwell J.T. et al. Photoneutron cross sections for  $^{51}\text{V}$  and  $^{59}\text{Co}$  // *Physical Review*. 1962. V. 128. P. 2345-2351.
- [61] Veyssiere A., Beil H., Bergere R. et al. A study of the photoneutron contribution to the Giant Dipole Resonance of s-d shell nuclei // *Nuclear Physics A*. 1974. V. 227. P. 513-540.
- [62] Bergere R., Beil H., Veyssiere A. Photoneutron Cross Sections of La, Tb, Ho and Ta // *Nuclear Physics A*. V. 121. P. 463-480.
- [63] Варламов В.В., Песков Н.Н., Руденко Д.С. и др. Согласованная оценка сечений фотонейтронных реакций по данным, полученным в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) и Сакле (Франция) // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы*. 2003. № 1–2. С. 48-89.
- [64] Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Varlamov V.V. Total and partial photoneutron reactions cross sections – new analysis and evaluation // *European Physica Journal Web of Conferences*. 2012. V. 38. P. 12003 (7). DOI: <http://dx.doi.org/10.1051/epjconf/20123812003>.
- [65] Bramblett R.L., Caldwell J.T., Harvey R.R. et al. Photoneutron cross sections of  $^{159}\text{Tb}$  and  $^{16}\text{O}$  // *Physical Review*. 1964. V. 133. P. 869-873.

- [66] Bramblett R L., Caldwell J.T., Auchampaugh G.F., et al. Photoneutron cross sections of  $^{181}\text{Ta}$  and  $^{165}\text{Ho}$  // *Physical Review*. 1963. V. 129. N 6. P. 2723-2729.
- [67] Gargaro W. W. Onley. D. S. Real and virtual radiation in electron–nucleus scattering // *Physical Review C*. 1971. V. 4. P. 1032-1043.
- [68] Vargas C. W., Onley D. S., Wright L. E. A new technique for calculating virtual photon spectra // *Nuclear Physics A*. 1977. V. 288. P. 45-56.
- [69] Dodge W.R., Hayward E., Wolynec E. Experimental test of virtual photon theory // *Physical Review C*. 1983. V. 28. P. 150-158.
- [70] Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al. Photoneutron cross sections for natural Cu,  $^{63}\text{Cu}$ , and  $^{65}\text{Cu}$  // *Physical Review*. 1964. V. 133. N 5B. P. B1149-B1154.
- [71] Fultz S.C., Berman B.L., Caldwell J.T., et al. Photoneutron cross sections for  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{117}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{119}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ , and Indium // *Physical Review*. 1969. V. 186. N 4. 1255-1270.
- [72] Варламов В.В., Макаров М.А., Песков Н.Н. и др. Фоторасщепление изотопов  $^{186,188,189,190,192}\text{Os}$ : сходство и различия // *Ядерная физика*. 2015. Т. 78. № 9. С. 797-807. DOI: 10.7868/S0044002715090160.
- [73] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др. Данные по фотонейтронным реакциям из разных экспериментов для ядер  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{138}\text{Ba}$  и  $^{209}\text{Bi}$  // *Ядерная физика*. 2016. Т. 79. № 4. С. 315-327. DOI: 10.7868/S004400271604022X.
- [74] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. Оцененные сечения фотонейтронных реакций на изотопе  $^{116}\text{Sn}$  и спектры образующихся в них нейтронов // *Ядерная физика*. 2017. Т. 80. №6. С. 632-644. DOI: 10.7868/S0044002717060241.
- [75] Варламов В.В., Орлин В.Н., Песков Н.Н. Оцененные с использованием физических критериев достоверности данных сечения фотонейтронных реакций для ядер  $^{141}\text{Pr}$  и  $^{186}\text{W}$  // 2017. Известия РАН. Серия физическая. Т. 81. № 6. С.744-752. DOI: 10.7868/S0367676517060254.
- [76] Varlamov V., Ishkhanov B., Orlin V. Experimental and evaluated photoneutron cross sections for  $^{197}\text{Au}$  // *Physical Review C*. 2017. V. 96. N 4. P. 044606 (7). DOI: 10.1103/PhysRevC.00.044606.
- [77] Варламов В. В., Ишханов Б. С., Орлин В. Н. и др. Фотонейтронные реакции в астрофизике. // *Ядерная физика*. 2014. Т. 77. С. 1563-1577.

- [78] Варламов В.В., Макаров М.А., Песков Н.Н. и др. Достоверные сечения парциальных фотонейтронных реакций на изотопах  $^{188,189}\text{Os}$ , свободные от проблем разделения нейтронов по множественности // Изв. РАН, сер. физ. 2014. Т. 78. С. 599-608.
- [79] Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Peskov N N., et al. Photoneutron reactions in the range of Giant Dipole Resonance // Physics of Particles and Nuclei. 2017. V. 48. N 1. P. 76-83. DOI: 10.1134/S1063779617010117.
- [80] Варламов В.В., Ишханов Б.С. Современный статус фотоядерных данных // Ядерная физика. 2017. Т. 80. № 5. С. 554-564. DOI: 10.7868/S0044002717050269.
- [81] Lepretre A., Beil H., Bergere R., et al. A study of the giant dipole resonance of vibrational nuclei in the  $103 < A < 133$  mass region // Nuclear Physics A. 1974. V. 219. P. 39-60.
- [82] Harvey R.R., Caldwell J.T., Bramblett R.L., et al. Photoneutron cross sections of  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , and  $^{209}\text{Bi}$  // Physical Review. 1964. V. 136. N 1B. P. 126-131.
- [83] Veysiere A., Beil H., Bergere R., et al. Photoneutron cross sections of  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{197}\text{Au}$  // Nucl. Phys. A. 1970. V. 159. 561-576.
- [84] Berman B.L., Faul D.D., Alvarez R.A. et al. Giant resonance in transitional nuclei: photoneutron cross sections for Osmium isotopes // Physical Review C. 1979. V. 19 P. 1205-1223.
- [85] Carlos P., Beil H., Bergere R., et al. A study of the photoneutron contribution to the giant dipole resonance of nuclei in the  $64 \leq A \leq 86$  mass region // Nuclear Physics A. 1976. V. 258. N 3. P. 365-387.
- [86] Lepretre A., Beil H., Bergere R. et al. The Giant Dipole states in the  $A = 90$  mass region // Nuclear Physics A. 1971. V. 175. P. 609-628.
- [87] Alvarez R.A., Berman B.L., Faul D.D., et al. Photoneutron cross sections for  $^{55}\text{Mn}$  and  $^{59}\text{Co}$  // Physical Review C. 1979. V.20. N 1. P. 128-138.
- [88] Fultz S.C., Alvarez R.A., Berman B.L. et al. Photoneutron cross sections of  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{60}\text{Ni}$  // Physical Review C. 1974. V. 10. N 2. P. 608-619.
- [89] Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М. и др. Фотопротонные сечения для ядер ( $1f - 2p$ ) оболочки // Ядерная Физика. 1970. Т. 11. С. 485-491.
- [90] Koning A.J., Delaroche J.P. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV // Nuclear Physics A. 2003. V. 713. P. 231-310.

- [91] L.M. Young. Photoneutron cross-sections and spectra from monoenergetic photons on Yttrium, Praseodymium, Lead, and Bismuth in the Giant-Resonance. Ph.D. Thesis. University of Illinois. 1972.
- [92] Berman B.L., Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al. Photoneutron Cross Sections for  $^{75}\text{As}$ ,  $^{107}\text{Ag}$ , and  $^{133}\text{Cs}$  // Physical Review. 1969. V. 177. N 4. P. 1745-1754.
- [93] Bramblett R.L., Caldwell, J.T., Berman B.L., et al. Photoneutron cross sections of  $^{141}\text{Pr}$  and  $^{127}\text{I}$  from threshold to 33 MeV // Physical Review. 1966. V. 148. N 3. 1198-1205.
- [94] Bergere R., Beil H., Carlos P., Veyssiere A. Sections efficaces photoneutroniques de I, Ce, Sm, Er et Lu // Nuclear Physics A. 1969. V. 133. P. 417-437.
- [95] Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troschiev S.Yu. Photodisintegration of tantalum // Physics of Atomic Nuclei. 2012. V. 75. N3. P. 253-263. DOI: 10.1134/S1063778812020093.
- [96] Naik H., Kim G., Kim K. et al. Measurement of flux-weighted average cross sections for  $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$  reactions and isomeric yield ratios of  $^{196\text{m,g}}\text{Au}$  with bremsstrahlung // Nuclear Physics A. 2016. V. 948. P. 28-45.
- [97] Utsunomiya H., Gheorghe I., Filipescu D. M., et al. Direct neutron-multiplicity sorting with a flat-efficiency detector // Nuclear Instruments and Methods in Physical Research A. 2017. V. 871. P. 135-141.
- [98] Kawano T., Cho Y. S., Dimitriou P., et al. Photonuclear Data Library 2019 // Nuclear Data Sheets. 2020. V. 163. P. 109-162.
- [99] Von Weizsacker C.F. Zur Theorie de Kernmassen // Zeitschrift fur Physik. 1935. V. 96. P. 431-458.
- [100] Blatt J.M., Weisskopf V. F. Theoretical Nuclear Physics. John Wiley and Sons. New York. 1952.
- [101] Pshenichnov I.A., Bondorf J.P., Mishustin et al. Mutual heavy ion dissociation in peripheral collisions at ultrarelativistic energies // Physical Review C. 2001. V. 64. P. 024903.
- [102] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Песков Н.Н и др. Электромагнитная диссоциация ультрарелятивистских ядер и сечения фотоядерных реакций в области гигантских резонансов // Ядерная Физика. 2004. Т.67. С. 2145-2156.



- [103] A. Koning, D. Rochman. Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System // Nuclear Data Sheets. 2012. V. 113. P. 2841-2934.
- [104] Lepretre A., Beil H., Bergere R. et al. A study of the Giant Dipole Resonance in D doubly even Tellurium and Cerium isotopes // Nuclear Physics A. 1976. V. 258. P. 350-364.
- [105] Ishkhanov B.S., Orlin V.N. Combined model of photonucleon reactions // Physics of Atomic Nuclei. 2011. V. 37. N.1, P. 19-39. DOI: 10.1134/S1063778811010054.

## Приложения

### Приложение 1. Комбинированная модель фотоядерных реакций

Как было показано в результате выполненных исследований метод оценки достоверности экспериментальных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, как и метод оценки сечений таких реакций должны быть свободны как от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности, так и от ограниченных возможностей статистической теории в описании конкуренции каналов распада состояний ГДР. В выполненных исследованиях метод анализа достоверности экспериментальных данных основан на использовании отношений  $F_i^{\text{теор}}$  (13), рассчитанных в Комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [48, 49, 105], которые абсолютно не зависят от проблем экспериментального определения множественности нейтронов, а метод оценки (14) – на совместном использовании отношений  $F_i^{\text{теор}}$  с экспериментальным сечением выхода нейтронов  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$  (2), практически не зависящем от проблем экспериментального разделения нейтронов по множественности, поскольку оно включает в себя вклады от нейтронов, образующихся во всех энергетически возможных реакциях. Таким образом, соотношения КМФЯР позволяют учесть конкуренцию каналов распада ГДР, которые приводят к формированию экспериментально определенного сечения  $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ . В рамках КМФЯР выполнено большое количество расчетов сечений различных фотоядерных реакций, результаты которых согласуются с соответствующими экспериментальными данными [48, 49, 105].

КМФЯР представляет собой комбинацию полумикроскопической, экситонной и испарительной моделей, в которой в области энергий фотонов до  $\sim 30$  МэВ рассматривается механизм формирования электрического дипольного гигантского резонанса (ГДР), представляющего собой когерентную смесь одночастично-однодырочных ( $1p1h$ )  $E1$ -возбуждений. Плотности частично-дырочных состояний экситонной модели рассчитываются на основе модели Ферми-газа. Комбинированная модель учитывает множественную эмиссию предравновесных частиц, а также влияние на эмиссию фотонуклонов правил сохранения изоспина и коллективных явлений.

КМФЯР основана на гипотезе Бора, согласно которой ядерная реакция может быть разбита на две независимые стадии: образование составной системы и распад этой системы на продукты реакции. На стадии образования составной системы КМФЯР включает в себя полумикроскопическую модель колебаний (ПМК) для сфероидных ядер, а на стадии ее распада – экситонную модель (ЭМ) и испарительную модель (ИМ). Плотности частично-дырочных состояний, появляющихся в экситонной модели, рассчитываются на основании модели Ферми-газа. При объединении этих моделей решены три проблемы: построен алгоритм расчета ширины ГР, которые не описываются ПМК, в

рамках ЭМ и ИЭ учтены изоспиновые эффекты и, наконец, коллективные аспекты входных частично-дырочных дипольных состояний согласованы со статистическим характером ЭМ.

Решение этих проблем позволяет определить полное сечение фотопоглощения суммой сечений гигантских резонансов, аппроксимированных четырьмя лоренцевскими кривыми  $\sigma_{iT}(E)$ , отвечающими двум типам дипольных возбуждений ядра с изоспинами  $T_< = T_0$  и  $T_> = T_0 + 1$  (где  $T_0 = 1/2(N - Z)$  – изоспин основного состояния ядра) с нейтрон-протонными колебаниями вдоль ( $i = 1$ ) и поперек ( $i = 2$ ) оси симметрии ядра.

Энергии резонансов вычисляются в ПМК, а их ширины – в ЭМ. Каждое дипольное состояние является частично-дырочным  $1p1h$ -возбуждением ядра – входным состоянием с  $m = 2$  экситонами. Оно распадается либо вследствие эмиссии возбужденного нуклона (переход  $m \rightarrow m-1$ ), либо, что более вероятно, вследствие перехода ( $m \rightarrow m+2$ ) к более сложной  $2p2h$ -конфигурации, вызванного остаточным двухчастичным взаимодействием. Образовавшееся экситонное состояние либо испускает нуклон в непрерывный спектр ( $m \neq 1$ ), либо совершает внутриядерный переход  $m \rightarrow m + 2$  и т. д. В результате внутриядерных ( $m \rightarrow m + 2$ ) переходов энергия возбуждения составной системы распределяется по все большему числу экситонов – достигается состояние теплового равновесия и начинается сравнительно длительный процесс испарения нуклонов. Такая схема реакции с испусканием предравновесных и равновесных частиц, описывается с помощью комбинации экситонной и испарительной моделей. Конкуренция между предравновесной и равновесной эмиссией нуклонов определяется с использованием плотностей экситонных состояний, заселяемых в результате переходов  $m \rightarrow m-1$  и  $m \rightarrow m+2$ , которые рассчитываются в рамках модели Ферми-газа.

Изоспиновые эффекты учитываются путем модификации соответствующих плотностей для  $\gamma$ -канала реакции с помощью замен значений энергии  $E \rightarrow E - \Delta$  и  $U_n \rightarrow U_n - \Delta'$ , где  $\Delta$  и  $\Delta'$  – энергии возбуждения первого уровня с изоспином на единицу больше, чем изоспин основного состояния, в исходном и остаточном ядрах (плотности обращаются в 0, когда результирующая энергия становится меньше 0).

Учет в ЭМ изоспиновых эффектов приводит к сближению величин сечений реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ . Учет коллективных взаимодействий частично-дырочных конфигураций с колебаниями ядерной поверхности в рамках ЭМ приводит к уменьшению энергии частицы (или дырки) в начальных каналах ГДР, что уменьшает его распадную ширину. В результате выход многочастичных фотонуклонных реакций в области ГДР существенно снижается для всех ядер, далеких от полосы  $\beta$ -стабильности.

Все сказанное означает, что КМФЯР представляет собой модель с унифицированным набором параметров, извлекаемых из параметров составляющих ее моделей, позволяющую описывать характеристики множественных фотонуклонных реакций на средних и тяжелых ядрах в широком диапазоне

энергий. КМФЯР позволяет получить удовлетворительное описание не только сечений фотонуклонных реакций с разной множественностью, но также и энергетических спектров нуклонов из таких реакций. Ниже приведены примеры результатов расчетов сечений различных фотонуклонных реакций на ядрах  $^{115}\text{In}$  (Рисунок 30),  $^{124}\text{Sn}$  (Рисунок 31) и  $^{197}\text{Au}$  (Рисунок 32), хорошо иллюстрирующие конкуренцию разных каналов распада состояний ГДР в различных областях энергий налетающих фотонов.

Рассчитанные в КМФЯР теоретические сечения  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$  и  $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)$  для каждого из исследованных в настоящей работе 22 ядер были использованы для получения отношений  $F_i^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / [\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n) + 2\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n) + 3\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)]$  (13), с помощью которых выполнялся анализ достоверности экспериментальных сечений реакций и проводилась оценка новых сечений парциальных реакций (14). Соотношения между сечениями парциальных фотонейтронных реакций, определенные таким образом, соответствуют положениям модели и свободны от систематических погрешностей экспериментальных сечений.

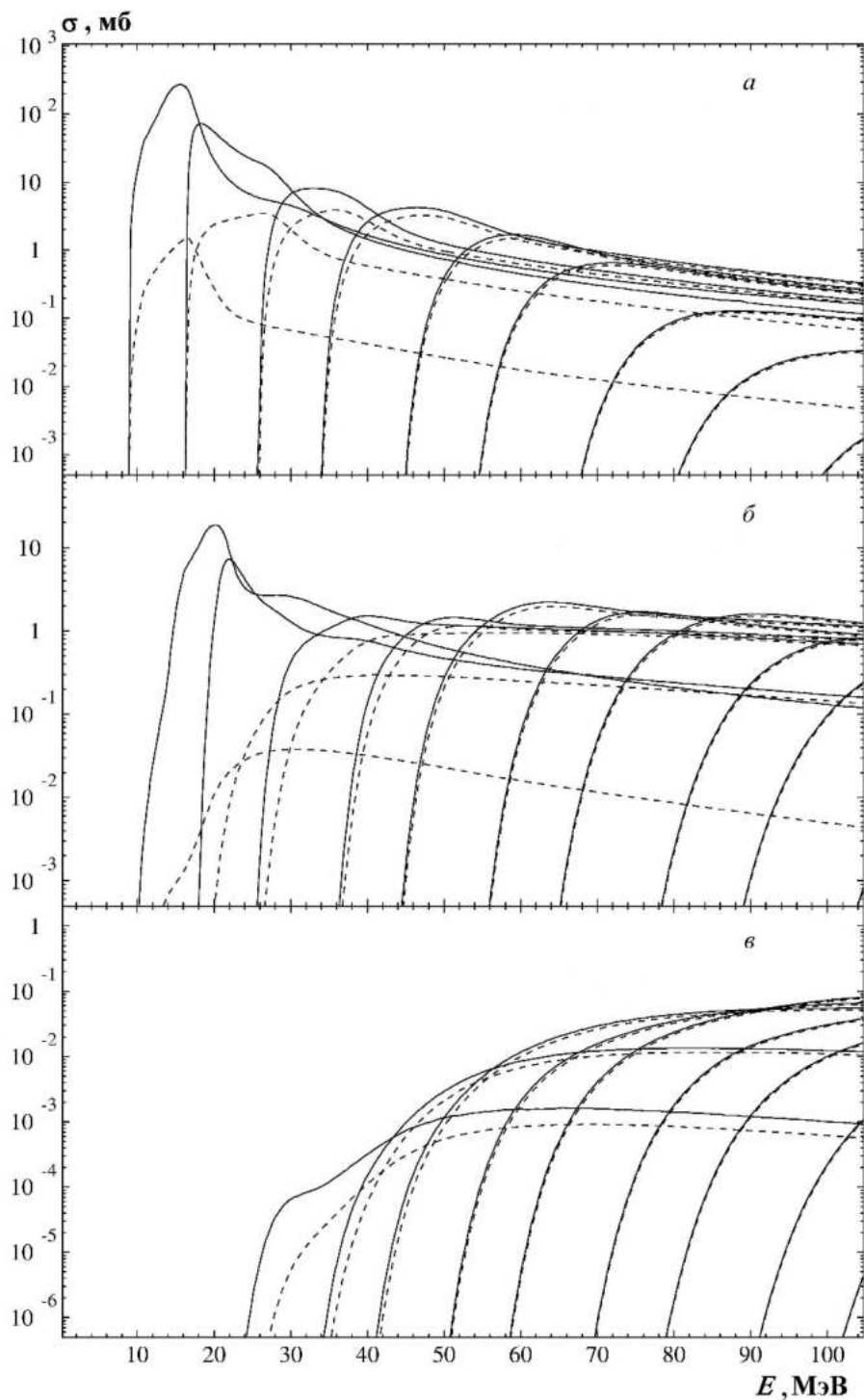


Рисунок 30. Вычисленные [52] сечения реакций: а –  $(\gamma, 0pkn)$ , б –  $(\gamma, 1pkn)$ , в –  $(\gamma, 2pkn)$  для изотопа  $^{115}\text{In}$ . Сплошные кривые – полное сечение, штриховые – вклад квазидейтронной компоненты.

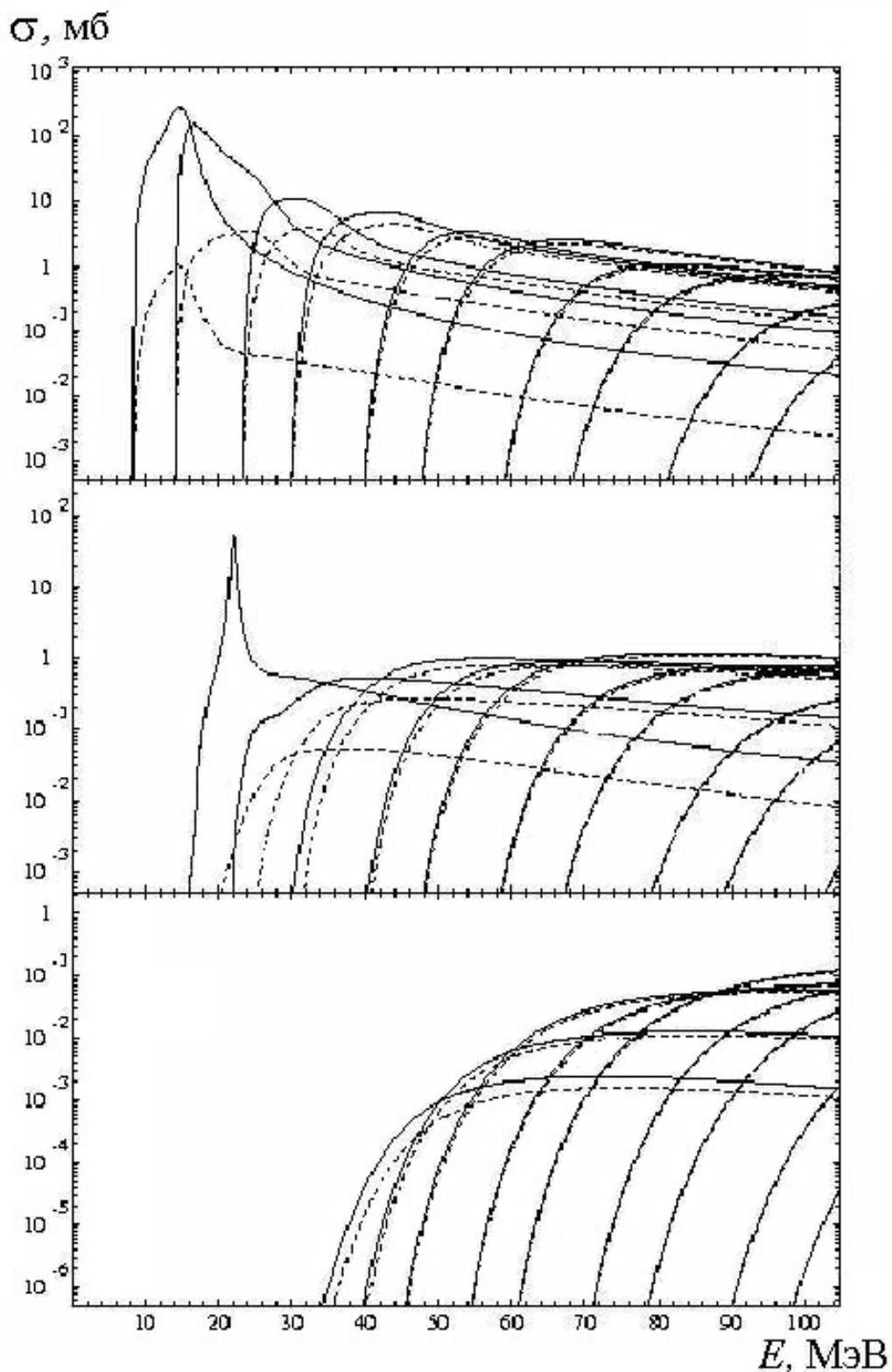


Рисунок 31. Вычисленные [46] сечения реакций (сверху вниз –  $(\gamma, 0pkn)$ ,  $(\gamma, 1pkn)$  и  $(\gamma, 2pkn)$ ) для изотопа  $^{124}\text{Sn}$ . Сплошные кривые – полное сечение, штриховые – вклад квазидейтронной компоненты.

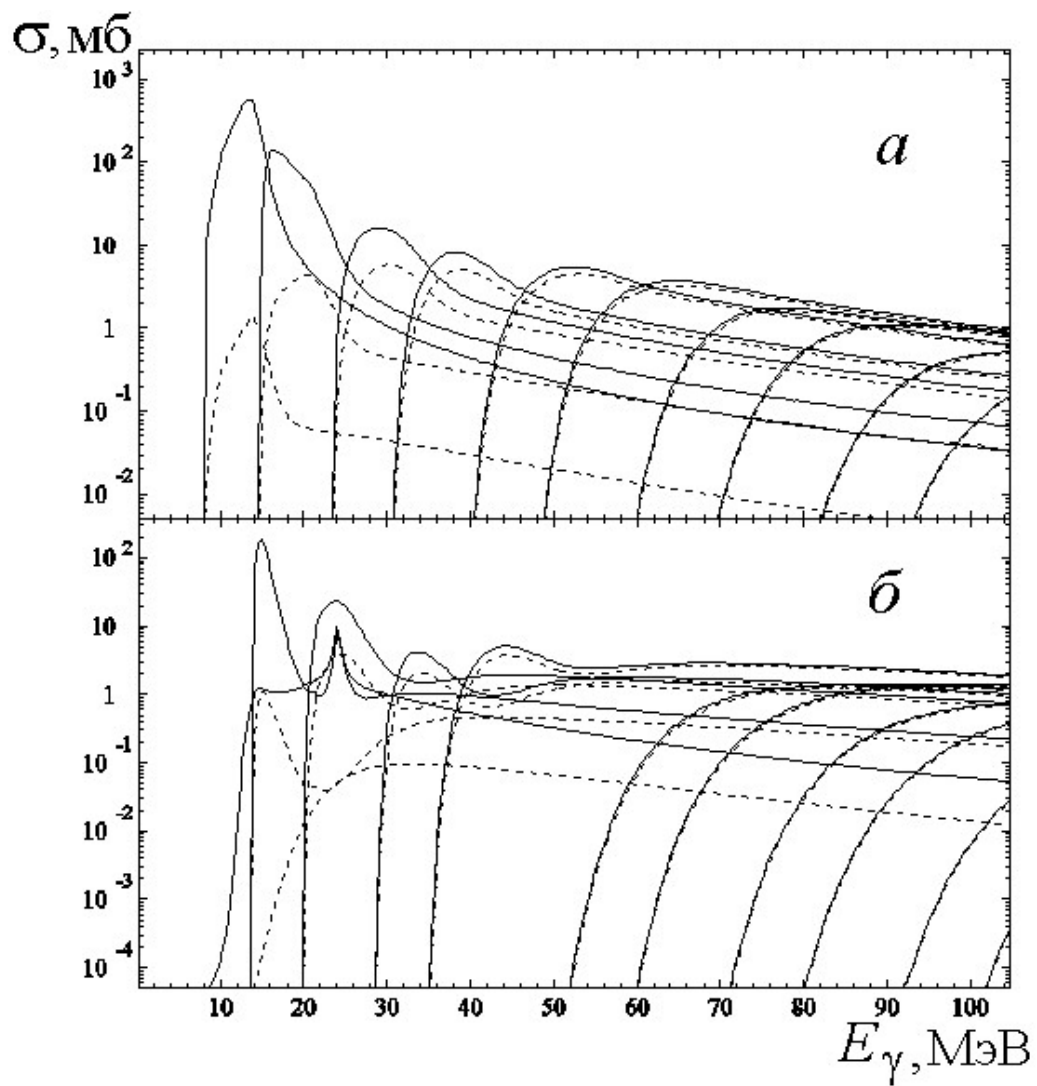


Рисунок 32. Вычисленные [47] сечения реакций: а –  $(\gamma, 0pkn)$ , б –  $(\gamma, 1pkn)$  для изотопа  $^{197}\text{Au}$ . Сплошная кривая – полное сечение, штриховая – вклад квазидейтронной компоненты.

## Приложение 2. Интегральные характеристики новых оцененных сечений реакций и разделы международной базы данных по ядерным реакциям

С использованием экспериментально-теоретического метода оценки, учитывающего объективные физические критерии достоверности экспериментальных данных, определенных в разных экспериментах, получены новые данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , а также – полной фотонейтронной реакции на  $(\gamma, sn)$  (3) для 22 ядер, свободные от систематических погрешностей экспериментального методов разделения нейтронов по множественности.

В Таблице 19 представлены данные об интегральных сечениях реакций, определенные к настоящему времени для всех оцененных сечений парциальных реакций, удовлетворяющих физическим критериям достоверности, для сечения полной фотонейтронной реакции, а также данные для сечений выхода нейтронов, использованных как исходные в процедуре оценки.

Приведены величины интегральных сечений

$$\sigma^{\text{инт}} = \int_B^{E^{\text{инт}}} \sigma(E) dE \quad (30)$$

реакций, рассчитанные для каждого из оцененных сечений до энергий налетающих фотонов  $E^{\text{инт}}$ .

В Таблице 20 представлены разделы в международной базе данных по ядерным реакциям системы EXFOR, которые были добавлены в ходе выполнения настоящей диссертационной работы.



Таблица 19. Интегральные сечения (в МэВ·мб), определенные в областях энергий налетающих фотонов до  $E^{\text{инт}}$  по данным об оцененных сечениях фотонейтронных реакций (в скобках представлены погрешности интегральных сечений) для ядер, полученных к настоящему времени, в том числе - исследованных в настоящей работе (выделены ширным шрифтом).

Ядро	$E^{\text{инт}}$ (МэВ)	Реакция				
		$(\gamma, xn)$ **	$(\gamma, sn)$	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 3n)$
$^{51}\text{V}^*$	<b>27.3</b>	<b>651.6 (8.0)</b>	587.2 (7.5)	<b>522.7 (7.4)</b>	<b>64.5 (1.5)</b>	
$^{59}\text{Co}^*$	<b>36.5</b>	<b>967.2 (10.2)</b>	804.1 (9.0)	<b>655.2 (8.0)</b>	<b>138.1 (4.1)</b>	<b>0.8 (0.1)</b>
$^{63}\text{Cu}^*$	<b>28.0</b>	<b>679.9 (7.5)</b>	<b>664.2 (14.1)</b>	<b>605.2 (14.0)</b>	<b>39.0 (1.6)</b>	
$^{65}\text{Cu}^*$	<b>28.0</b>	<b>824.8 (15.0)</b>	<b>702.9 (14.3)</b>	<b>581.0 (13.4)</b>	<b>121.9 (4.9)</b>	
$^{58}\text{Ni}^*$	<b>33.5</b>	<b>293.4 (14.8)</b>	<b>290.8 (14.8)</b>	<b>288.3 (14.8)</b>	<b>2.6 (0.1)</b>	
$^{60}\text{Ni}^*$	<b>30.0</b>	<b>704.9 (5.8)</b>	<b>628.4 (5.6)</b>	<b>551.9 (5.5)</b>	<b>76.5 (1.2)</b>	
$^{75}\text{As}^*$	<b>26.2</b>	<b>1290.7 (12.0)</b>	<b>1090.4 (11.6)</b>	<b>890.1 (11.0)</b>	<b>200.3 (3.7)</b>	
$^{76}\text{Se}^*$	<b>26.5</b>	<b>1165.5 (14.3)</b>	<b>1022.9 (12.8)</b>	<b>880.4 (12.3)</b>	<b>142.5 (3.6)</b>	
$^{78}\text{Se}^*$	<b>26.5</b>	<b>1315.5 (15.1)</b>	<b>1076.7 (12.7)</b>	<b>838.0 (11.8)</b>	<b>238.8 (4.7)</b>	
$^{80}\text{Se}^*$	<b>28.0</b>	<b>1527.2 (16.2)</b>	<b>1191.1 (16.0)</b>	<b>862.6 (13.6)</b>	<b>328.5 (8.4)</b>	
$^{82}\text{Se}^*$	<b>26.5</b>	<b>1494.2 (17.6)</b>	<b>1190.1 (13.1)</b>	<b>723.7 (11.3)</b>	<b>385.4 (6.7)</b>	
$^{89}\text{Y}^*$	<b>27.0</b>	<b>1413.4 (19.7)</b>	<b>1301.3 (16.1)</b>	<b>1189.0 (11.5)</b>	<b>112.2 (11.37)</b>	
$^{90}\text{Zr}^*$	<b>27.6</b>	<b>1308.8 (3.2)</b>	<b>1228.8 (12.5)</b>	<b>1158.2 (12.2)</b>	<b>70.9 (1.7)</b>	
$^{91}\text{Zr}^*$	<b>28.5</b>	<b>1276.0 (17.2)</b>	<b>1091.6 (27.5)</b>	<b>947.5 (24.2)</b>	<b>143.4 (6.07)</b>	
$^{92}\text{Zr}^*$	<b>27.8</b>	<b>1548.3 (8.5)</b>	<b>1144.8 (14.6)</b>	<b>748.2 (8.5)</b>	<b>379.5 (8.5)</b>	
$^{94}\text{Zr}^*$	<b>31.0</b>	<b>2067.2 (40.0)</b>	<b>1311.4 (8.0)</b>	<b>694.9 (14.3)</b>	<b>539.4 (10.7)</b>	<b>56.1 (12.3)</b>
$^{103}\text{Rh}^*$	<b>26.0</b>	<b>1949.9 (51.9)</b>	<b>1594.4 (60.2)</b>	<b>1233.1 (48.3)</b>	<b>361.3 (15.9)</b>	
$^{115}\text{In}$	31.1	2430.3	1889.0	1371.3	494.2	23.6
$^{116}\text{Sn}$	29.6	2345.2 (10.2)	1880.2 (10.9)	1417.9 (10.7)	462.3 (3.0)	
$^{117}\text{Sn}$	31.1	2462.4 (12.3)	1964.5 (7.5)	1479.9 (6.4)	484.6 (4.6)	
$^{118}\text{Sn}$	30.8	2606.5 (11.3)	1964.8 (6.6)	1407.4 (5.5)	557.4 (4.2)	
$^{120}\text{Sn}$	29.9	2772.4 (6.7)	2041.3 (4.5)	1372.5 (3.7)	668.8 (2.7)	
$^{124}\text{Sn}$	31.1	2606.0 (11.7)	1832.1 (7.2)	1210.9 (6.1)	621.2 (4.3)	
$^{127}\text{I}^*$	<b>31.2</b>	<b>2661.3 (31.4)</b>	<b>2146.7 (29.1)</b>	<b>1650.2 (26.7)</b>	<b>478.4 (11.5)</b>	<b>18.0 (2.1)</b>
$^{129}\text{Xe}$	31.2	2647.7 (33.5)	2105.7 (28.2)	1615.5 (26.1)	438.7 (9.9)	51.6 (4.0)
$^{133}\text{Cs}$	29.5	2463.0 (48.2)	2009.5 (43.0)	1568.2 (9.8)	429.2 (9.8)	711.9 (0.7)
$^{138}\text{Ba}$	27.1	2538.4 (27.6)	2036.1 (44.1)	1459.8 (33.7)	564.0 (11.4)	4.0 (0.3)

$^{139}\text{La}$	27.0	2584.5 (14.7)	2176.1 (14.7)	1768.3 (41.1)	407.2 (9.9)	
$^{140}\text{Ce}$	26.4	2869.6 (21.9)	2415.4 (39.1)	1965.1 (37.5)	450.3 (11.8)	
$^{141}\text{Pr}$	30.0	2526.7 (40.1)	2136.5 (90.8)	1755.7 (79.9)	377.5 (22.0)	3.3 (1.8)
$^{145}\text{Nd}$	20.3	2647.7 (46.4)	1999.6 (41.3)	1351.4 (35.5)	648.2 (21.1)	
$^{148}\text{Nd}$	19.0	2598.6 (41.6)	1726.6 (33.7)	1185.6 (23.1)	656.3 (24.5)	
$^{153}\text{Eu}$	29.0	3025.9 (25.2)	2184.4 (59.7)	1529.30 (55.5)	655.1 (25.1)	61.0 (6.4)
$^{159}\text{Tb}$	27.4	3200 (30)	2383 (9)	1642 (7)	715 (5)	26 (1)
$^{160}\text{Gd}$	30.0	3761.5 (69.0)	2569.1 (43.5)	1495.7 (34.7)	954.3 (22.8)	119.1 (12.8)
$^{165}\text{Ho}^*$	<b>28.5</b>	<b>3722.8 (36.8)</b>	<b>2822.4 (44.6)</b>	<b>1961.0 (34.2)</b>	<b>822.9 (18.0)</b>	<b>37.8 (6.0)</b>
$^{181}\text{Ta}^*$	<b>35.0</b>	<b>4078.2 (9.3)</b>	<b>3021.9 (36.1)</b>	<b>1956.3 (31.0)</b>	<b>958.3 (17.4)</b>	<b>107.3 (6.3)</b>
$^{186}\text{W}$	28.5	4439.9 (36.6)	2986.5 (85.9)	1662.3 (47.1)	1190.4 (40.6)	133.7 (11.1)
$^{186}\text{Os}$	20.0	2833.8 (27.8)	2389.3 (57.5)	1967.9 (57.0)	472.8 (10.3)	
$^{188}\text{Os}$	31.0	4755.0 (58.9)	3521.4 (74.5)	2402.5 (62.8)	1004.1 (36.6)	114.7 (16.8)
$^{189}\text{Os}$	31.0	4715.0 (47.5)	3341.6 (46.6)	2133.0 (39.9)	1043.4 (20.9)	165.2 (11.8)
$^{190}\text{Os}$	31.0	4623.7 (55.1)	3276.7 (62.5)	2068.1 (55.4)	1080.6 (25.3)	138.5 (14.3)
$^{192}\text{Os}$	31.0	4892.0 (63.4)	3392.7 (63.4)	2032.8 (54.5)	1221.8 (28.4)	138.0 (15.3)
$^{197}\text{Au}$	24.7	3765.8 (28.1)	2916.5 (15.5)	2142.5 (9.8)	774.0 (9.2)	
$^{206}\text{Pb}^*$	<b>26.4</b>	<b>3930.6 (30.8)</b>	<b>3368.4 (36.2)</b>	<b>2816.6 (32.6)</b>	<b>541.8 (15.6)</b>	<b>10.0 (1.9)</b>
$^{207}\text{Pb}^*$	<b>26.4</b>	<b>3945.0 (36.6)</b>	<b>3281.4 (38.4)</b>	<b>2648.9 (32.7)</b>	<b>599.6 (19.7)</b>	<b>32.8 (3.8)</b>
$^{208}\text{Pb}$	40.0	4592.9 (55.0)	3663.1 (25.8)	2774.7 (13.2)	714.5 (10.8)	165.5 (13.9)
$^{209}\text{Bi}$	26.4	3738.4 (77.2)	3110.0 (58.2)	2482.9 (66.8)	611.0 (13.9)	8.2 (0.6)

\* Ядра, для которых новые оцененные сечения реакций были получены в процессе выполнения диссертационной работы.

\*\* Сечения выхода нейтронов, использованные как исходные в процедуре оценки.

Таблица 20. Разделы (SUBENTs) международной базы данных по ядерным реакциям системы EXFOR, содержащие новые данные по сечениям фотонейтронных реакций, оцененные в настоящей работе.

Ядро	Реакция			
	$(\gamma, sn)$	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 3n)$
$^{51}\text{V}$	M1028004	M1028002	M1028003	
$^{59}\text{Co}$	M0942002	M0942003	M0942004	M0942005
$^{58}\text{Ni}$	M1036004	M1036002	M1036003	
$^{60}\text{Ni}$	M1037004	M1037002	M1037003	
$^{63}\text{Cu}$	M0920002	M0920003	M0920004	
$^{65}\text{Cu}$	M0920005	M0920006	M0920007	
$^{75}\text{As}$	M0976002	M0976003	M0976004	
$^{76}\text{Se}$	M0973002	M0973003	M0973004	
$^{78}\text{Se}$	M0973005	M0973006	M0973007	
$^{80}\text{Se}$	M0920008	M0920009	M0920010	
$^{82}\text{Se}$	M0973008	M0973009	M0973010	
$^{89}\text{Y}$	M0931005	M0931003	M0931004	
$^{90}\text{Zr}$	M0967002	M0967003	M0967004	
$^{91}\text{Zr}$	M0914002	M0914003	M0914004	
$^{92}\text{Zr}$	M0967005	M0967006	M0967007	
$^{94}\text{Zr}$	M0914005	M0914006	M0914007	M0914008
$^{103}\text{Rh}$	M0977002	M0977003	M0977004	
$^{127}\text{I}$	M1016008	M1016009	M1016010	M1016011
$^{165}\text{Ho}$	M0974010	M0974011	M0974012	M0974013
$^{181}\text{Ta}$	M0850006	M0850003	M0850004	M0850005
$^{206}\text{Pb}$	M1033006	M1033003	M1033004	M1033005
$^{207}\text{Pb}$	M1033011	M1033019	M1033009	M1033010

### Приложение 3. Программное обеспечение для расчета числовых значений отношений $F_{1,2,3}$ и оцененных сечений $\sigma^{\text{оцен}}$ парциальных реакций и их использования в алгоритмах оценки

Для получения и обработки результатов, использованных и полученных в настоящей работе, было разработано и реализовано специальное вычислительное программное обеспечение. Программное обеспечение написано на языке программирования Java и предоставляет следующий функционал:

1. Расчет интегрального сечения  $\sigma^{\text{инт}}$  и центра тяжести  $E^{\text{ц.т.}}$ .

Для сечения выхода нейтронов, сечения полной фотонейтронной реакции и сечений парциальных реакций рассчитывались величины  $E^{\text{ц.т.}}$

$$E^{\text{ц.т.}} = \frac{\int_B^{E^{\text{инт}}} E\sigma(E)dE}{\int_B^{E^{\text{инт}}} \sigma(E)dE} = \frac{\int_B^{E^{\text{инт}}} E\sigma(E)dE}{\sigma^{\text{инт}}} \quad (31)$$

в различных областях энергий.

Значения интегрального сечения (30) и энергетического центра тяжести (31) используются для определения экспериментального сечения выхода нейтронов (2), наиболее близкого к теоретически рассчитанному, и их дополнительного согласования.

2. Расчет новой энергетической сетки для выбранного сечения с помощью интерполяции кубическими сплайнами.
3. Расчет отношений  $F_i$  - переходных функций множественности по формуле (13) для выбранных сечений. Расчет отношений  $F_i$  проводится после небольшой корректировки энергетической шкалы и абсолютного значения теоретически рассчитанного сечения выхода нейтронов (2), осуществленной путем сближения его интегрального сечения и энергетического центра тяжести с соответствующими значениями экспериментального сечения выхода, используемого в процедуре оценки (14). Присвоение рассчитанным значениям  $F_i$  погрешностей 10% с целью снижения влияния на точность и достоверность оцененных сечений выбора параметров КМФЯР.
4. Определение для теоретического сечения выхода нейтронов (2) корректирующих коэффициентов для достижения максимального согласия с наиболее близким экспериментальным сечением.
5. Расчет оцененного сечения парциальной реакции на основе экспериментального сечения выхода и соответствующей теоретической переходной функции по формуле (14).

6. Операция сложения и/или вычитания двух выбранных сечений для получения различных комбинаций экспериментальных и оцененных сечений реакций.
7. Расчет разницы сечений по формуле (15) для двух выбранных сечений.
8. Перевод технического файла, содержащего числовую информацию о сечениях в компьютеризированном формате, в формат базы данных EXFOR.

Такой функционал позволяет значительно упростить и ускорить процедуру применения физических критериев для определения достоверности, или, наоборот, недостоверности, экспериментальных данных, процедуру оценки и анализ расхождений между экспериментальными и новыми оцененными данными, полученными с помощью использования данного программного обеспечения или иными способами.

В настоящее время планируется и реализуется дополнительные функциональные возможности данного программного обеспечения, такие, как:

- создание web-интерфейса программного обеспечения;
- настраиваемые границы интегрирования;
- внутренняя визуализация данных в унифицированном формате;

и некоторые другие.

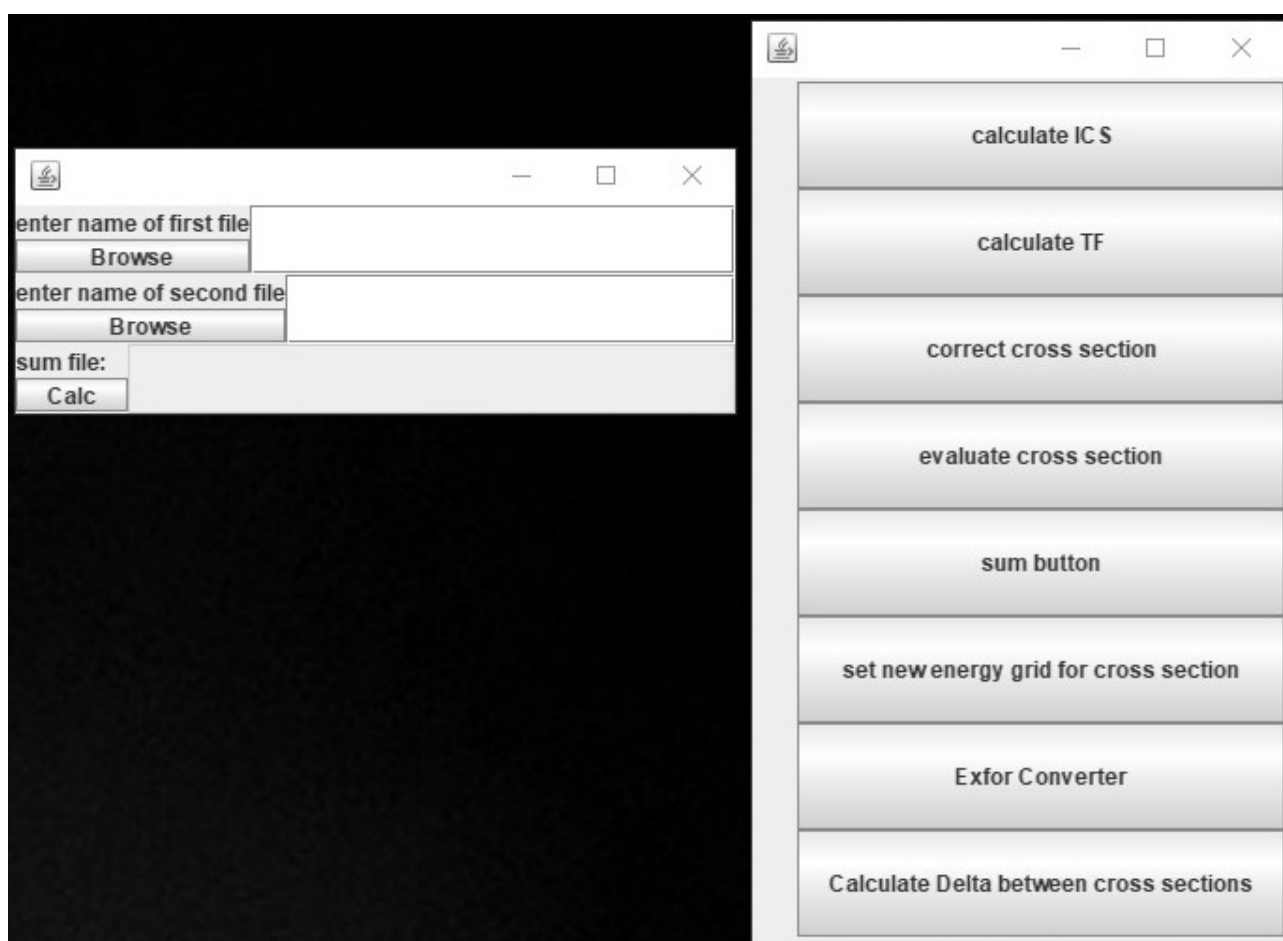


Рисунок 33. Интерфейс программного обеспечения.