

Статус результатов фотоядерных экспериментов

В.В. Варламов,^{1,*} А.И. Давыдов,^{2,†} В.Н. Орлин^{1,‡}¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 16.01.2023; после доработки 13.02.2023; принята к публикации 16.02.2023)

Абсолютное большинство данных по сечениям фотоядерных реакций получено в экспериментах с тормозным γ -излучением и квазиодноэнергетическими фотонами, образующимися при аннигиляции на лету релятивистских позитронов. Между результатами экспериментов этих двух типов, полученными в области энергий гигантского дипольного резонанса (ГДР), существуют значительные расхождения как по абсолютной величине, так и по форме. Так, в сечениях, полученных на пучках тормозного γ -излучения, наблюдаются отчетливо проявляющиеся структурные особенности, которые в соответствующих сечениях, полученных на пучках аннигиляционных фотонов, практически отсутствуют. Расхождения по абсолютной величине, очевидно, носят систематический характер: они прямо зависят от метода получения данных и существенно превосходят достигнутые в экспериментах статистические погрешности. Наблюдаются также существенные расхождения и между результатами экспериментов одного типа. В совместных системных исследованиях большого количества данных о сечениях различных фотоядерных (прежде всего фотонейтронных) реакций как полных, так и парциальных, полученных в разных экспериментах, определены возможные причины расхождений результатов фотоядерных экспериментов, обсуждается их статус, методы учета и устранения наблюдаемых расхождений.

PACS: 25.20.-x. УДК: 539.17

Ключевые слова: гигантский дипольный резонанс, сечения фотонейтронных реакций, абсолютная величина и форма, энергетическое разрешение, систематические погрешности, достоверность данных, статус данных.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2330206](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2330206)

ВВЕДЕНИЕ

Среди огромного разнообразия ядерных реакций, с помощью которых получается информация о строении атомного ядра, то есть решается одна из главных задач экспериментальных исследований в области ядерной физики, особое место принадлежит реакциям по действию фотонов средних (до ~ 50 МэВ) энергий. Процессы возбуждения исследуемого ядра в таких реакциях протекают за счет электромагнитного поля, свойства которого хорошо изучены, а механизм передачи энергии от налетающего γ -кванта исследуемому ядру известен точно. Это позволяет отделить эффекты структуры ядра от механизмов его возбуждения. Результаты исследования таких процессов, прежде всего сечения — функции возбуждения разных реакций — играют важную роль как в фундаментальных ядерно-физических исследованиях в та-

ких областях, как, например, собственно ядерная физика, ядерная энергетика, астрофизика, радиационные разделы химии, геологии, медицины, материаловедение и экология, неразрушающие методы, мониторингирование встречных пучков коллайдеров и многие другие, так и в разнообразных приложениях. К настоящему времени накоплен огромный экспериментальный материал по фоторасщеплению атомных ядер и по основным параметрам (энергетическое положение, абсолютная величина, форма) гигантских дипольных резонансов (ГДР), наблюдаемых в сечениях различных реакций под действием γ -квантов [1–6].

Абсолютное большинство данных по фотоядерным реакциям получено в экспериментах двух типов — на пучках тормозного γ -излучения и квазиодноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов. Способы получения информации о сечениях реакций в таких экспериментах существенно (принципиально) различаются [7]. В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения вследствие непрерывной формы спектра тормозных фотонов $W(E_M, E)$ может быть определено лишь сечение выхода реак-

* E-mail: VVVarlamov@gmail.com† E-mail: alexdavdydovmet@gmail.com‡ E-mail: OrlinVN@yandex.ru

ции с образованием определенных продуктов, например фотонейтронов:

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

причем только при использовании специальных методов (метод Пенфолда–Лейсса, метод наименьшей структуры Кука, метод регуляризации Тихонова, метод редукции и некоторые другие) решения обратной задачи (развертки) этого сечения из экспериментального выхода реакции

$$Y(E^M) = \frac{N(E^M)}{\varepsilon D(E^M)} = \alpha \int_{E_{\text{пор}}}^{E^M} W(E^M, E) \sigma(E) dE, \quad (2)$$

где $\sigma(E) = \sigma(\gamma, xn)$ — величина сечения выхода, $E_{\text{пор}}$ — энергетический порог, E — энергия фотонов; $W(E^M, E)$ — спектр фотонов тормозного γ -излучения с верхней границей E^M , $N(E^M)$ — число событий реакции, $D(E^M)$ — доза γ -излучения, ε — эффективность детектора, α — нормировочная константа. Путем внесения в определенное при решении обратной задачи (2) сечение выхода $\sigma(\gamma, xn)$ поправок на множественность нейтронов, рассчитанных по статистической теории [8], определяется сечение парциальной реакции ($\gamma, 2n$), которое с использованием соответствующих разностных процедур позволяет определить сечения реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 3n$), а также и сечения полной фотонейтронной реакции

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

Как альтернатива решению обратной задачи развертки сечения реакции из ее выхода (2) была предложена кардинально иная процедура определения сечений реакций в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [3, 4]. В таких экспериментах используется явление аннигиляции на лету релятивистских позитронов при их прохождении через специальную мишень из вещества с малым Z . Вылетающие вперед аннигиляционные фотоны имеют энергию, практически равную энергии позитронов, что позволяет проводить измерения при достаточно точно определенной энергии фотонов. Поскольку образование квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов сопровождается образованием и фотонов тормозного γ -излучения позитронов, спектр которых, как и спектр тормозного γ -излучения от электронов, является сплошным, вклад фотонов тормозного излучения в сечение реакции исключается с помощью специальной разностной процедуры:

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

где $Y_{e^+}(E^M)$ — выход, определенный на пучке позитронов, $Y_{e^-}(E^M)$ — выход, определенный на пучке электронов. На каждом этапе такого эксперимента с помощью специальных детекторов (типа «slowing-down», использующих процесс замедления

образующихся в мишени нейтронов разных энергий до тепловой энергии в специальном замедлителе) регистрируются события с одним и двумя (а также тремя и большим количеством) нейтронами. Специальный статистический анализ, использующий время замедления нейтронов, зависящего от их энергии, позволяет непосредственно получить сечения реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), а также во многих случаях и ($\gamma, 3n$). Данные по сечениям парциальных реакций используются в процедурах суммирования (1) и (3) для получения сечений полной фотонейтронной реакции (γ, sn) и сечения выхода нейтронов (γ, xn).

По мере накопления результатов экспериментов обоих описанных типов все более отчетливо проявлялось то обстоятельство, что получаемые в них сечения реакций существенно различаются по форме: в сечениях, полученных с помощью тормозного γ -излучения, наблюдаются отчетливо выраженные структурные особенности (резонансы с различной шириной), которые практически отсутствуют в соответствующих сечениях (для ядер тяжелее ^{26}Mg), полученных с помощью аннигиляционных фотонов. Такие различия в течение долгого времени интерпретировались как проявление в сечениях, полученных на пучках тормозного γ -излучения «ложной структуры», обусловленной особенностями решения обратной задачи развертки сечения реакции из ее экспериментального выхода (2).

Еще более серьезную проблему представляют существенные расхождения сечений реакций по абсолютной величине, при том что они наблюдаются не только между результатами экспериментов разных типов, но и между результатами экспериментов одного типа, полученными в разных лабораториях. Так, сечения парциальных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$) в экспериментах их «прямого измерения» на пучках аннигиляционных фотонов в лабораториях Ливермора (США) и Сакле (Франция), в которых было получено абсолютное большинство данных такого типа [3, 4], различаются до 100% абсолютной величины, причем очевидно систематическим образом: сечения реакции ($\gamma, 1n$) имеют большие величины в Сакле, а реакции ($\gamma, 2n$) — напротив, в Ливерморе.

Наличие таких существенных расхождений результатов разных экспериментов и по форме и по величине сделало весьма актуальной проблему оценки степени их достоверности и определение статуса таких результатов. Обсуждению различных аспектов этой проблемы и посвящена настоящая работа.

1. АБСОЛЮТНАЯ ВЕЛИЧИНА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ

Как отмечалось выше, расхождения результатов экспериментов разных типов в общем представляются вполне объяснимыми, поскольку методы их получения существенно различаются. Вместе с тем

существенные расхождения результатов однотипных экспериментов, в абсолютном большинстве выполненных в экспериментах «прямого измерения» на пучках аннигиляционных фотонов в двух лабораториях (Ливермор и Сакле), сразу вызвали большой интерес и стали предметом специальных исследований. В этих экспериментах использовались практически идентичные ускорительные установки и методы разделения фотонейтронов по множественности, однако детекторы нейтронов существенно различались. В исследованиях такого типа [9–12] было установлено, что для 19 ядер, исследованных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов как в Сакле, так и в Ливерморе, отношения соответствующих интегральных сечений парциальных реакций

$$R_{C/L}^{\text{инт}} = \sigma_{C/L}^{\text{инт}} / \sigma_L^{\text{инт}} \quad (5)$$

имеют разброс от 0.69 до 1.34 (табл. 1), а их средние значения равны $\langle R^{\text{инт}}(1n) \rangle = 1.07$ для реакций с одним нейтроном и $\langle R^{\text{инт}}(2n) \rangle = 0.84$ для реакций с двумя нейтронами. Такие имеющие разную направленность расхождения обусловлены особенностями использованных детекторов нейтронов [13]. В Сакле фотонейтроны детектировались сцинтиллятором большого объема (сфера диаметром 1 м, 250 л), обогащенным ядрами гадолиния ^{160}Gd . Сцинтиллятор одновременно служил и замедлителем нейтронов. Этот детектор имел достаточно высокий уровень фона, обусловленный прежде всего событиями с единственным нейтроном, который приводил к большим неопределенностям процессов вычитания фона и внесения поправок на просчеты, и таким образом, был предрасположен к определенному завышению вклада нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ по сравнению с их вкладом из реакции $(\gamma, 2n)$. Это, собственно, и приводило к определенному недостоверному (ошибочному) перемещению некоторого количества нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ в реакцию $(\gamma, 1n)$ [4]. В Ливерморе тепловые нейтроны регистрировались большим количеством (24 в ранних и 48 в поздних экспериментах) пропорциональных $^{10}\text{BF}_3$ счетчиков, погруженных в большой (18 дюймов) куб из парафинового замедлителя и объединенных в несколько концентрических колец разного диаметра. Счетчиками внутренних колец регистрировались преимущественно нейтроны, образовавшиеся в мишени с малыми энергиями, внешних — с большими. Для отдельного определения сечений реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ использовался статистический анализ чисел зарегистрированных нейтронов. В более поздних экспериментах для определения сечений парциальных реакций привлекались также данные о множественности нейтронов, экспериментально определяемые по их энергии в пространстве между кольцами счетчиков, для чего использовалась так называемая техника «кольцевых отношений» («ring-ratio technique») [4]. При такой конструкции детектора — разделение несколькими кольцами счетчиков полного объема детектора на области, в которых мно-

жественности нейтронов различаются, — имеется определенная возможность недостоверного завышения вклада реакции $(\gamma, 2n)$ по сравнению с вкладом реакции $(\gamma, 1n)$. Это обусловлено тем, что некоторое количество нейтронов относительно больших энергий, образующихся предпочтительно в реакции $(\gamma, 1n)$ и не имеющих достаточного времени для замедления до тепловых энергий на пути к внутренним кольцам счетчиков и которые должны захватываться счетчиками внешних колец, вследствие процессов многократного рассеяния имеют некоторую вероятность возвращения к внутренним кольцам счетчиков. Это, собственно, и представляет собой недостоверное перемещение части нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ в реакцию $(\gamma, 2n)$.

Таблица 1. Систематика [12] отношений величин интегральных сечений $R_{C/L}^{\text{инт}}$

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

Существенные разнонаправленные расхождения величин сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученных и в Ливерморе и в Сакле для 19 представленных в табл. 1 ядер, свидетельствуют о том, что их причины не связаны с традиционно возможными погрешностями абсолютной нормировки сечений, поскольку приведение с помощью такой нормировки в соответствие данных по одной парциальной реакции неизбежно приводит к возрастанию расхождений данных по другой реакции. Используемый в специальных исследованиях [9–12, 14] наблюдаемых расхождений метод взаимного согласования результатов разных экспериментов, основанный на соответствующей перенормировке данных оставлял без ответа существенный вопрос о том, каков статус данных, получен-

ных лишь в одной лаборатории (количество которых существенно превышало 19), поскольку сравнивать их было не с чем. При этом уже в процессе выполнения взаимного согласования данных появились серьезные сомнения относительно достоверности сечений реакций, полученных в каждой лаборатории. Так, например, во многих сечениях реакции $(\gamma, 1n)$, полученных в Ливерморе, в широкой области энергий налетающих фотонов наблюдаются физически запрещенные, поскольку сечение реакции имеет размерность площади, отрицательные значения. Характерный пример (сечение реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$ [15]) приведен на рис. 1. Данные, полученные в области энергий налетающих фотонов, превышающих $\sim E_\gamma = 22$ МэВ, определенно свидетельствуют о том, что к достоверности экспериментального сечения имеются серьезные претензии. Наличие в нем отрицательных значений свидетельствует о том, что определенное количество нейтронов в рассматриваемой области энергий недостоверно изъято из реакции $(\gamma, 1n)$. Поскольку нет никаких оснований предполагать, что область энергий $E_\gamma > 22$ МэВ чем-то принципиально отличается от области энергий $E_\gamma < 22$ МэВ, имеются все основания сомневаться в достоверности приведенного сечения в целом. Аналогичные претензии могут быть высказаны по отношению к сечениям реакции $(\gamma, 1n)$, полученным в Ливерморе для ядер, например, ^{80}Se , $^{91,94}\text{Zr}$, $^{116,119}\text{Sn}$, ^{153}Eu , ^{208}Pb , ^{209}Bi и некоторых других, в которых также наблюдается большое количество запрещенных физически отрицательных значений [3–6]. Такие расхождения делают весьма актуальными вопросы о том, какой именно из результатов Сакле и Ливермора является достоверным и почему, а также насколько достоверными являются те результаты, которые получены лишь в одной лаборатории. Отсутствие ответов на эти вопросы сделало весьма актуальной проблему разработки объективного метода оценки достоверности сечений парциальных реакций, не зависящего от способа их определения.

С целью решения этой проблемы были предложены [16, 17] объективные физические критерии достоверности данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций, которые позволяют достаточно просто и наглядно определять, присутствуют ли в сечениях реакций, определенных любым методом, систематические погрешности, свидетельствующие о недостоверности этих сечений. В качестве таких физических критериев были предложены отношения сечений конкретных парциальных реакций к сечению выхода фотонейтронов:

$$F_i = \frac{\sigma(\gamma, in)}{[\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]} \quad (6)$$

Положительные (все члены соотношения (6) — сечения реакций, имеющие размерность площади) величины отношения F_1 не должны превышать значения 1.00, F_2 — значения 0.50, F_3 — 0.33 (F_4 — 0.25, F_5 — 0.20 и т.д.). Превышение отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ указанных предельных значений означает, что раз-

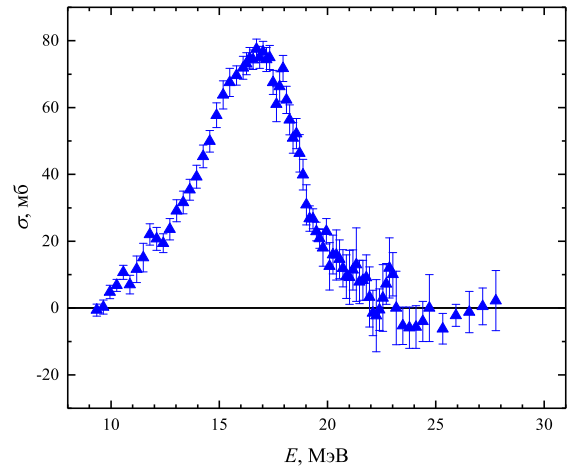


Рис. 1. Экспериментальное сечение реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$, полученное на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе [15]

деление фотонейтронов между реакциями различной множественности в эксперименте было выполнено некорректно (ошибочно), с систематическими погрешностями, а следовательно, полученные сечения парциальных реакций не являются физически достоверными.

Для оценки того, как должны выглядеть сечения парциальных реакций, удовлетворяющие критериям достоверности, был предложен экспериментально-теоретический метод [16, 17], основанный на совместном использовании экспериментальных данных только по сечению $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ выхода нейтронов (1), практически не зависящего от проблем их разделения по множественности, поскольку оно включает в себя вклады от всех парциальных реакций. Суть метода заключается в том, что сечение $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, разделяется на вклады сечений парциальных реакций с использованием функций множественности нейтронов — отношений $F_i^{\text{теор}}$ (6), рассчитанных в рамках в Комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [18, 19], также не зависящих от указанных проблем:

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

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

В выполненных к настоящему времени исследованиях (например, [16, 17, 22–25]) экспериментальных данных, полученных в Ливерморе и Сакле для около 50 ядер (^{51}V , ^{59}Co , $^{58,60}\text{Ni}$, $^{63,65}\text{Cu}$, ^{75}As , $^{76,78,80,82}\text{Se}$, ^{89}Y , $^{90,91,92,94}\text{Zr}$, ^{103}Rh , $^{116,117,118,119,120,124}\text{Sn}$, ^{115}In , ^{127}I , ^{129}Xe , ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{139}La , $^{140,142}\text{Ce}$, ^{141}Pr , $^{145,148}\text{Nd}$, ^{153}Eu , ^{159}Tb , ^{160}Gd ,

^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{186}W , $^{186,188,189,190,192}\text{Os}$, ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{209}Bi) установлено, что во многих случаях определенные с помощью метода разделения нейтронов по множественности сечения парциальных реакций физическим критериям достоверности не удовлетворяют. Отношения $F_i^{\text{эксп}}$ содержат много физически запрещенных отрицательных значений и/или значений, превышающих указанные верхние пределы, и/или значений, существенно отличающиеся от значений $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанных в комбинированной модели фотоядерных реакций [18, 19]. Показано, что недостоверность данных по сечениям парциальных реакций, полученных с помощью разделения фотонейтронов по множественности, обусловлена присутствием в экспериментальных сечениях существенных систематических погрешностей нескольких типов.

При этом во всех рассмотренных случаях было установлено, что новые оцененные с использованием физических критериев достоверности данных сечения реакций отличаются (во многих случаях существенно) от экспериментальных сечений, полученных с помощью метода разделения по множественности и в Ливерморе и в Сакле. Так, например, в случае реакций на ядре ^{159}Tb интегральные сечения, рассчитанные для экспериментальных [26, 27] и оцененных [28] сечений выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, полученных в Ливерморе и Сакле, весьма близки друг к другу (3170 и 3200 МэВ·мб), тогда как сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ существенно различаются, причем в разные стороны (как отмечалось ранее, сечение реакции $(\gamma, 1n)$ недостоверно завышено в Сакле, а сечение реакции $(\gamma, 2n)$ — в Ливерморе): соответственно 1950 и 1390 МэВ·мб, 610 и 870 МэВ·мб. Оценка, выполненная с помощью экспериментально-теоретического метода, описанного выше, дает значения интегральных сечений, отличающиеся от обоих экспериментов: в случае реакции $(\gamma, 1n)$ интегральное сечение равно 1642 МэВ·мб, а в случае реакции $(\gamma, 2n)$ — 715 МэВ·мб. Исходя из этого при анализе разностей между оцененными и экспериментальными интегральными сечениями, которые в случае реакции $(\gamma, 1n)$ равны, соответственно, $1642 - 1390 = 252$ МэВ·мб и $1642 - 1950 = -308$ МэВ·мб, а в случае реакции $(\gamma, 2n)$ — $715 - 870 = -155$ МэВ·мб и $715 - 610 = 105$ МэВ·мб, был сделан вывод о том, что после проведения процедуры оценки недостоверно перемещенные в экспериментах нейтроны практически полностью возвращаются в реакции, которым они реально принадлежат. Все детали использования физических критериев достоверности данных и экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций, особенности полученных новых достоверных сечениях реакций и их интегральные характеристики приведены в работе [29].

В специальных исследованиях [30] было установлено, что сечения парциальных реакций, полученные на пучках тормозного γ -излучения, также во многих случаях не удовлетворяют объектив-

ным физическим критериям достоверности. Это не вызывает особых вопросов, поскольку на пучках тормозного γ -излучения сечения парциальных реакций получены не прямо, а путем внесения поправок, рассчитанных по статистической теории, в непосредственно определяемое в эксперименте сечение выхода нейтронов (1). Следует отметить, что в области энергий за максимумом ГДР, в которой, собственно, конкурируют между собой реакции различной множественности, прежде всего $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, поправки на множественность, рассчитываемые по статистической теории, не вполне точны, поскольку не учитывают роль и нестатистических процессов распада составного ядра. Именно в связи с этим обстоятельством в исследованиях достоверности экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций использовалась КМ-ФЯР [18, 19], в которой статистические эффекты учитываются вместе с нестатистическими, такими, как эффекты, обусловленные деформацией ядра, а также конфигурационным и изоспиновым расщеплениями его ГДР.

Поскольку новые оцененные достоверные сечения реакций существенно расходятся с экспериментальными сечениями, полученными с помощью метода разделения нейтронов по множественности или путем внесения поправок в сечение выхода, весьма актуальной является проблема надежности и достоверности многих оценок, выполненных ранее на основе этих экспериментальных данных, величин разных физических эффектов, зависящих от величин и взаимного соотношения сечений парциальных реакций, таких, например, как исчерпывание дипольного правила сумм, соотношение между прямыми и статистическими переходами в процессах фоторасщеплений ядер, характеристики изоспинового и конфигурационного расщепления гигантских дипольных резонансов ядер.

2. ФОРМА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ

2.1. Систематические расхождения сечений фотонейтронных реакций по форме в разных экспериментах

Выше было показано, что основные расхождения результатов разных фотоядерных экспериментов по абсолютной величине относятся к сечениям парциальных реакций, которые существенно отличаются даже в том случае, когда сечения (1) выхода нейтронов (γ, xn) весьма близки друг другу. Характерный пример данных, полученных на пучках аннигиляционных фотонов для ядра ^{159}Tb , приведен в табл. 2. В случаях других ядер некоторые расхождения между сечениями выхода нейтронов (γ, xn) наблюдаются. На основании системного анализа данных по абсолютным величинам более 500 сечений выхода фотонейтронов (γ, xn) , полученных в разных экспериментах для ядер от ^3H до ^{238}U , было установлено, что, хотя между данными

разных экспериментов существуют определенные расхождения, среднее значение соответствующего отношения интегральных сечений составляет 1.12, а это позволяет сделать заключение о том, что расхождения между сечениями выхода являющиеся существенно меньшими по сравнению с расхождениями сечений парциальных реакций, которые, как отмечалось выше, составляют порядка 100% величины.

Вместе с тем сечения полных реакций так же, как и парциальных реакций, полученные на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов и тормозного γ -излучения, существенно различаются по форме. Если в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения наблюдаются отчетливо проявляющиеся структурные особенности ГДР (резонансы с различной шириной — гросс-структура (резонансы с шириной ~ 1 МэВ), промежуточная структура (резонансы с шириной 250–500 кэВ и тонкая структура (резонансы с шириной ~ 100 кэВ), в экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов такие особенности практически отсутствуют, и для всех, кроме легчайших (до ^{26}Mg) ядер, сечения имеют форму единственного достаточно гладкого резонанса (в случае деформированных ядер — форму двух гладких резонансов). Характерные примеры приведены на рис. 2 для ядер ^{16}O [31, 32], ^{40}Ca [33, 35] и ^{107}Ag [35, 36].

Обнаружение в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения структуры ГДР стимулировало развитие теоретических описаний электромагнитных взаимодействий ядер. В исследованиях, выполненных в разных странах (например, [37–41]), было показано, что взаимодействие ядерного вещества с налетающими фотонами приводит не только к основному типу колебаний (всех протонов ядра относительно всех нейтронов), но и к большому количеству колебаний иной природы (объемных, поверхностных и др.). В рамках различных моделей те или иные типы колебаний ядерного вещества, находившие свое выражение в проявлении при разных энергиях фотонов тех или иных резонансов в сечениях реакций, получили свое объяснение.

Вместе с тем, поскольку сколь-нибудь заметные структурные особенности ГДР практически полностью отсутствовали в сечениях, определенных на пучках аннигиляционных фотонов, довольно долго в научной литературе фигурировало мнение, что наблюдаемая структура обусловлена лишь особенностями использованных математических методов решения обратной задачи (2) развертки сечения реакции $\sigma(E)$ из ее экспериментального выхода $Y(E)$ и, по-существу, является ложной. Впоследствии это мнение было признано несостоятельным и было разработано представление, что обсуждаемые расхождения обусловлены различиями достигаемого в экспериментах энергетического разрешения. Однако такая интерпретация не решала проблему наблюдаемых расхождений, которая оставалась весьма серьезной. Это обусловлено тем, что в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения в сечениях, получаемых при использовании разных методов раз-

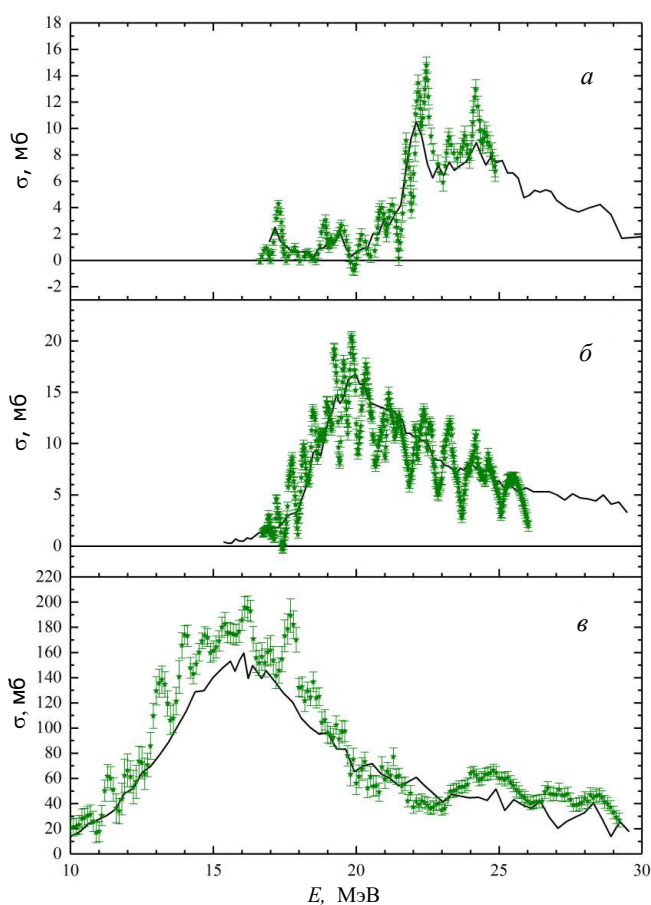


Рис. 2. Сравнение формы сечений выхода фотонейтронов (γ, xn), полученных на пучках тормозного γ -излучения (линии) и аннигиляционных фотонов (символы): а — $^{16}\text{O}(\gamma, 1n)^{15}\text{O}$ [31, 32], б — $^{40}\text{Ca}(\gamma, 1n)^{39}\text{Ca}$ [33, 34], в — $^{107}\text{Ag}(\gamma, sn)$ [35, 36]

вертки (метод Пенфолда–Лейсса, метод наименьшей структуры Кука, метод регуляризации Тихонова, метод редукции и некоторые другие) реально достигаемое энергетическое разрешение в большинстве случаев определялось как 500, 250, 100 и даже 50 кэВ, а в экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов оно декларировалось как 250–400 кэВ. Но такого разрешения должно было заведомо хватать для того, чтобы наблюдать, если не тонкую, то промежуточную структуру ГДР, а уж гросс-структуру определено. Но, как отмечалось выше, подобная структура не наблюдалась!

2.2. Структурные особенности сечений фотонейтронных реакций в экспериментах с тормозным γ -излучением

Мнение о том, что наблюдаемая структура в сечениях реакций, полученных на пучках тормозного γ -излучения, ложная, опровергается тем обстоятельством, что энергетические положения наблюдаемых в сечениях резонансов однозначно соответствуют положениям отчетливо наблюдаемых в экс-

периментальных выходах характерных изломов, наличие которых, в свою очередь, однозначно свидетельствует о том, что резонансы в сечении реакции существуют. В экспериментах на пучках тормозного γ -излучения количество фотонов очень велико, при больших энергиях фотонов число зарегистрированных нейтронов достигает нескольких миллионов, относительная точность значений выхода $Y(E)$ очень велика и изломы в его энергетической зависимости наблюдаются очень надежно. А поскольку выход реакции $Y(E^M)$ представляет собой интеграл (2) от произведения сечения $\sigma(E)$ на спектр фотонов $W(E^M, E)$, изломы в такой энергетической зависимости определенно означают наличие структурных особенностей. Дело в том, что в случае если сечение реакции $\sigma(E)$ представляет собой один резонанс, выход $Y(E)$ плавно и быстро увеличивается в области энергий фотонов до максимума резонанса, затем продолжает увеличиваться так же плавно, но медленнее и, начиная с энергии, при которой сечение становится равным 0, остается постоянным. В том случае, когда сечение представляет собой, например, 2 разделенных резонанса, выход, оставаясь постоянным после первого резонанса, вновь начнет быстро возрастать в области энергий до максимума второго резонанса и в его энергетической зависимости появится характерный излом. Таким образом, из наличия характерных изломов в энергетической зависимости выхода реакции однозначно следует, что наличие структурных особенностей при определенных энергиях фотонов в сечениях является достоверным и надежным.

Однако относительно формы и абсолютной величины этих структурных особенностей остается много вопросов, поскольку при обработке одного и того же экспериментального выхода одним и тем же математическим методом, но с разными шагами обработки, то есть с разной величиной достигаемого энергетического разрешения, форма и абсолютная величина наблюдающихся в сечении структурных особенностей получаются разными.

2.3. Проблема энергетического разрешения результата эксперимента на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов

Обсуждаемая проблема энергетического разрешения является еще более острой в случае эксперимента на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов. Как известно, энергетическое разрешение сечения, определяемого в таком эксперименте с помощью разностной процедуры (4), декларируется равным ширине аннигиляционной линии в спектре фотонов, образующихся на пучке позитронов. Это обусловлено предположением о том, что вклад от фотонов тормозного γ -излучения позитронов при использовании разностной процедуры (4) полностью устраняется, и разность выходов $Y_{e+}(E) - Y_{e-}(E)$, определенных на пучках по-

зитронов и электронов, представляет собой сечение реакции при энергии фотонов, соответствующее максимуму аннигиляционной линии (в одной лаборатории, центру тяжести в другой), с энергетическим разрешением, определяемым ее шириной $\Delta E \sim 250 - 400$ кэВ.

Такое предположение при детальном рассмотрении оказывается, по-существу, полностью несостоятельным, причем по весьма простой причине. Выход реакции $Y_{e+}(E)$, определенный на пучке позитронов, с точки зрения информации о сечении реакции является результатом (2) с плохим энергетическим разрешением: в соответствующее ему количество зарегистрированных нейтронов вносят свой вклад все фотоны, энергия которых превышает порог исследуемой реакции. По тем же соображениям выход $Y_{e-}(E)$, определенный на пучке электронов, является результатом с еще худшим разрешением, поскольку в нем присутствует тот же вклад от тормозных фотонов, но отсутствует добавка от аннигиляционной линии, имеющаяся в спектре фотонов в предыдущем измерении. Из этого очевидно следует, что если из результата с плохим разрешением вычесть результат с очень плохим разрешением, разность не может быть результатом с хорошим разрешением — противное означает своеобразный «perpetuum mobile». Исползованная разностная процедура (4) действительно в определенной степени (не полностью, как будет показано ниже) позволяет убрать влияние на результат ($Y_{e+}(E) - Y_{e-}(E)$) «хвоста» тормозного γ -излучения позитронов и сопоставить эту разность выходов достаточно узкой энергии фотонов в области аннигиляционной линии, то есть получить представление о сечении реакции в этой области энергии. Однако эта процедура никоим образом не позволяет достигнуть лучшего энергетического разрешения, оно остается плохим, близким к худшему из двух обсуждаемых: разрешению выхода $Y_{e-}(E)$, измеренного на пучке электронов.

Следует дополнительно обратить особое внимание на весьма важное для проблемы энергетического разрешения обстоятельство, которое отмечалось выше при обсуждении достоверности данных об абсолютной величине определяемого сечения реакции (разд. 2, рис. 1). В широких областях энергий фотонов в сечениях реакции ($\gamma, 1n$) для нескольких ядер наблюдается большое количество физически запрещенных отрицательных значений. Их присутствие определенно означает, что количество нейтронов, зарегистрированных при облучении исследуемой мишени позитронным пучком, оказалось меньше, чем количество нейтронов, зарегистрированных при использовании электронного пучка. Это возможно только в том случае, если взаимная нормировка двух выходов ($Y_{e+}(E)$ и $Y_{e-}(E)$), исползованных в разностной процедуре (4), была выполнена недостоверно (ошибочно, с большой погрешностью). Поскольку такая нормировка осуществляется по числу (потоку) налетающих фотонов, отрицательные значения в разности определенно означа-

ют, что «хвост» тормозного γ -излучения позитронов вычитается не полностью, что, в свою очередь, приводит к дополнительному ухудшению энергетического разрешения разности $Y_{e^+}(E) - Y_{e^-}(E)$. Таким образом, эта разность двух выходов остается тоже лишь выходом и не может иметь разрешение, равное ширине аннигиляционной линии.

2.4. Реальное энергетическое разрешение экспериментов на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов

Поскольку результат эксперимента на пучке квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов, полученный с помощью разностной процедуры (4), представляет собой, по существу, не сечение реакции, а лишь ее выход, были выполнены исследования, направленные на извлечение из такого выхода реакции информации о ее сечении. Для этого по аналогии с тем, что делается в случае результата, полученного на пучке тормозного γ -излучения, использовалось решение задачи развертки, аналогичной (2), несколькими методами, в основном методом редукции. При этом специально моделировался спектр фотонов, образуемых позитронами: аннигиляционная линия с некоторым «хвостом» тормозного γ -излучения. В качестве аннигиляционной линии использовались гауссианы с изменяемой шириной, а в качестве «хвоста» — некоторые (3–5–7–10%) фракции реального спектра тормозных фотонов.

На рис. 3 представлены результаты решения задачи «развертки сечения реакции из ее выхода» на примере данных для ядра ^{40}Ca [33, 42]. Для решения задачи (2) использовался метод редукции, а спектр фотонов в этом конкретном случае моделировался в виде гауссиана с шириной, равной той, которая была декларирована для соответствующего эксперимента — 400 кэВ, и «хвоста» тормозного γ -излучения, равного 10% от реального для каждой верхней границы спектра. Хорошо видно, что многие (практически все) резонансы, лишь слабо намеченные и статистически не обеспеченные в результате эксперимента на пучке аннигиляционных фотонов, после дополнительной обработки-развертки (2) становятся выраженными весьма отчетливо с основными параметрами (положение, форма и амплитуда), весьма близкими к параметрам соответствующих резонансов, отчетливо проявляющихся в сечении, полученном на пучке тормозного γ -излучения. Это означает, что декларированное в эксперименте [42] энергетическое разрешение $\Delta E = 400$ кэВ не достигается, оказываясь реально существенно худшим. Очевидно, что обсуждаемые изменения (достаточно отчетливое проявление в сечении резонансов, лишь слегка намеченных в выходе) являются прямым следствием перехода от переоцененного (существенно превышающего декларированное по ширине ан-

нигиляционной линии в спектре фотонов) энергетического разрешения соответствующего эксперимента на пучке аннигиляционных фотонов к реально достигаемому в результате дополнительной обработки — развертки (2).

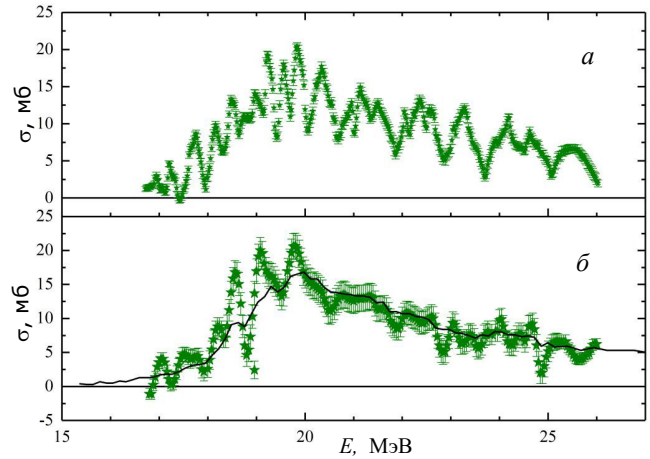


Рис. 3. Сравнение сечений реакции $^{40}\text{Ca}(\gamma, 1n)^{39}\text{Ca}$, полученных на пучках тормозного γ -излучения [34] (а) и квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов [42] (б — линия), с результатом дополнительной обработки (2) последнего с помощью метода редукции (б — звезды)

Аналогичные данные были получены [43] при детальном сравнении результатов экспериментов на пучках тормозного γ -излучения (ТИ) [32] и квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов (КАФ) [44], выполненных для ядра ^{16}O , в которых, в отличие от результатов для многих других ядер, наблюдались достаточно отчетливые структурные особенности. В эксперименте [44] декларировалось разрешение $\Delta E = 200 - 300$ кэВ и при этом экспериментальное сечение реакции $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$ содержало определенные (характерные для относительно легкого ядра ^{16}O) резонансы. Это сечение оказалось существенно более гладким, по сравнению с аналогичным сечением, полученным на пучке тормозного γ -излучения [32]. Данные, приведенные в табл. 2, свидетельствуют о том, что в сечении [44] наблюдаются 10 резонансов из тех 15, которые наблюдаются в сечении [32]. При этом основные параметры этих 10 резонансов, наблюдаемых в обоих сравниваемых сечениях, различаются весьма характерным образом: практически все они в сечении [44] оказываются заметно заглаженными (имеют абсолютные величины меньше (среднее отношение $\langle \text{АТИ}/\text{АКА} \rangle = 1.17$), а ширины больше (среднее отношение $\langle \Gamma_{\text{КАФ}}/\Gamma_{\text{ТИ}} \rangle = 1.35$)) по сравнению с резонансами в сечении [32]. Дополнительная обработка (2) показала [43], что наблюдающиеся расхождения действительно обусловлены различиями достигнутых величин энергетического разрешения ΔE : после достижения в результате эксперимента [44] разрешения, близкого к разрешению тормозного эксперимента ($\Delta E = 100$ кэВ), полученное в нем сечение оказывается весьма

близким и по форме, и по величине к сечению тормозного эксперимента [32].

Для данных, полученных для ядер ^{63}Cu [45] и ^{197}Au [46] в экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов и тормозного γ -излучения (соответственно [47, 48]), была проделана операция, обратная описанной выше операции обработки–развертки. Результаты экспериментов на пучках тормозного γ -излучения сглаживались гауссианами различной ширины до достижения наилучшего согласия (ch_{\min}^2) с результатами экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов. В случае ядра ^{63}Cu такое согласие ($ch_{\min}^2 = 0.04$) было достигнуто при $\Delta E = 1.2 - 1.3$ МэВ, а в случае ядра ^{197}Au — ($ch_{\min}^2 = 0.11 - 0.18$) при $\Delta E = 1.6$ МэВ. Это означает, что энергетическое разрешение, реально достигаемое в эксперименте на пучке аннигиляционных фотонов, в 3–4 раза превышает его оценку ($\Delta E = 0.25 - 0.40$ МэВ), декларируемую на основе ширины аннигиляционной линии в спектре фотонов, образуемых позитронами. Реально существующее худшее ($\Delta E = 1.2 - 1.6$ МэВ) разрешение такого эксперимента не позволяет выделить в сечении (по существу — в выходе) реакции структурные особенности, подобные тем, которые наблюдаются в сечении, полученном в эксперименте на пучке тормозного γ -излучения, несмотря на близость заявляемых в таких экспериментах значений энергетического разрешения ($\Delta E \sim 200$ кэВ).

Сказанное выше свидетельствует о том, что к достоверности большого количества данных о сечениях разных реакций, полученных на пучках как аннигиляционных фотонов, так и тормозного γ -излучения, имеются серьезные претензии, которые обусловлены определенными различными недостатками методов, использованных для получения информации о сечении. Это ставит на повестку дня задачу получения информации о сечениях фото-ядерных реакций иными методами, свободными от обсуждаемых недостатков.

3. АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В последнее время большие надежды связываются с использованием пучков нового типа — пучков квазимоноэнергетических фотонов, образующихся в процессах обратного комптоновского рассеяния (ОКР) излучения мощного лазера на пучке релятивистских электронов. Эти надежды ориентированы на использование определенных преимуществ пучка ОКР фотонов, по сравнению с пучками, использованными ранее (аннигиляционные фотоны и фотоны тормозного излучения). Такие главные преимущества пучка фотонов ОКР обусловлены [49], во-первых, очень высокой интенсивностью пучка, а во-вторых, преимуществами формы энергетического спектра. Форма спектра моноэнергетических фотонов ОКР характеризуется очень резким спа-

дом после максимума, очень быстро спадающим «хвостом» со стороны меньших энергий, а также — весьма малой (несколько процентов) шириной монолинии фотонов, что не требует решения обратной задачи (2) извлечения (развертки) сечения реакции из экспериментально измеряемого выхода. При этом следует отметить, что вклад низкоэнергетического «хвоста» в спектре фотонов ОКР определяется не присутствием физически неизбежных фотонов тормозного излучения позитронов и/или электронов, а геометрическими размерами электронного пучка и используемого коллиматора, что позволяет такой «хвост» эффективно исключать, уменьшать или, по крайней мере, учитывать.

Исключительно высокая интенсивность пучка фотонов ОКР позволяет путем некоторого уменьшения общей эффективности решить проблему разделения фотонейтронов по множественности, например с помощью применения специальных детекторов [49], эффективность которых практически не зависит от энергии нейтронов, образующихся в разных парциальных реакциях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании исследований расхождений результатов разных фотоядерных экспериментов, полученных практически для всех стабильных ядер, по абсолютной величине и форме статус этих результатов может быть представлен следующим образом:

- между сечениями парциальных фотонейтронных реакций, полученными в разных экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, имеются существенные (до 100% величины) расхождения по абсолютной величине определенно систематического характера, обусловленные определенными недостатками использованного в экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов метода разделения фотонейтронов по множественности;
- сечения парциальных реакций, полученные в экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов, во многих случаях не удовлетворяют физическим критериям достоверности данных, поскольку содержат существенные систематические расхождения разного типа;
- новые сечения парциальных реакций для более чем 50 ядер, полученные с помощью экспериментально-теоретического метода оценки, удовлетворяют физическим критериям достоверности данных;
- существенные расхождения по абсолютной величине экспериментальных сечений с оцененными при использовании физических критериев достоверности данных делают весьма актуальной проблему надежности и достовер-

Таблица 2. Сравнение основных параметров (E — энергия, A — амплитуда, Γ — ширина) структурных особенностей сечений реакции $^{18}\text{O}(\gamma, xn)$, полученных с помощью пучков тормозного γ -излучения (ТИ) [32] и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов (КАФ) [44], а также отношений амплитуд и ширины

Экспериментальные данные						Отношения		
ТИ [32]			КАФ [44]					
E , МэВ	A , мб	Γ , МэВ	E , МэВ	A , мб	Γ , МэВ	$A_{\text{ТИ}}/A_{\text{КАФ}}$	$\Gamma_{\text{КАФ}}/\Gamma_{\text{ТИ}}$	
9.1	1.4	0.4	9.1	1.1	0.6	1.27	1.50	
9.6	2.4	0.3	Данные отсутствуют					
10.0	5.0	0.3	Данные отсутствуют					
10.4	6.5	0.4	10.3	5.3	0.9	1.27	2.25	
11.3	Данные отсутствуют							
11.6	11.5	0.6	11.5	9.0	0.7	1.28	1.17	
13.2	8.5	0.6	13.1	8.6	0.7	1.00	1.17	
14.0	8.5	0.6	13.8	6.9	0.6	1.23	1.00	
14.8	14.0	0.6	14.8	13.1	0.8	1.07	1.33	
15.8	13.0	0.7	15.8	10.9	0.7	1.19	1.00	
16.5	10.5	Данные отсутствуют						
17.6	10.5		17.2	10.1		1.04		
19.3	12.0	0.6	19.1	10.0		1.20		
21.1	Данные отсутствуют		21.1	9.7	Данные отсутствуют			
23.6	21.0	1.8	23.7	17.7	2.5	1.19	1.39	
Среднее значение $\langle A_{\text{ТИ}}/A_{\text{КАФ}} \rangle$			Среднее значение $\langle \Gamma_{\text{КАФ}}/\Gamma_{\text{ТИ}} \rangle$			1.17	1.35	

ности многих оценок величин, выполненных ранее на основе экспериментальных данных разных физических эффектов, зависящих от величин и взаимного соотношения сечений парциальных реакций, таких как исчерпывание дипольного правила сумм, соотношение между прямыми и статистическими переходами в процессах фоторасщепления ядер, характеристики изоспинового и конфигурационного расщепления гигантских дипольных резонансов ядер;

- сечения парциальных и полных фотонейтронных реакций, полученные в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, существенно расходятся по форме;
- результаты экспериментов с аннигиляционными фотонами сильно переглажены (реальное энергетическое разрешение ($\Delta E \sim 1.40$ – 1.60 МэВ) в несколько раз превышает разрешение, декларируемое по ширине аннигиляционной линии $\Delta E \sim 0.25$ – 0.40)), информация о структурных особенностях в результатах таких экспериментов «потеряна», поскольку эти результаты пред-

ставляют собой, по существу, не сечения, а лишь выходы реакций;

- характеристики структуры сечений, «потерянные» в экспериментах на пучках аннигиляционных фотонов, могут быть «восстановлены» после дополнительной обработки–развертки сечения реакции из результата эксперимента (по существу -выхода реакции), учитывающей реальную форму эффективного спектра фотонов (проявляются структурные особенности, весьма близкие по форме и величине к тем, которые наблюдаются в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения);
- существенные расхождения по форме сечений реакций, полученных в экспериментах на разных пучках фотонов, делают весьма актуальной также и проблему надежности и достоверности заключений об особенностях структуры ГДР.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова под руководством и при участии многолетнего заведующего — профессора Б. С. Ишханова.

- [2] Варламов В.В., Сапуненко В.В., Степанов М.Е. Фотоядерные данные 1976–1995. Указатель. М.: Издательство Московского университета, 1996.
- [3] Dietrich S.S., Berman B.L. // *Atom. Data and Nucl. Data Tables*. **38**. 199. (1988).
- [4] Berman B.L., Fultz S.C. // *Rev. Mod. Phys.* **47**. 713. (1975).
- [5] 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.
- [6] Международная электронная база данных по ядерным реакциям: Секция ядерных данных МАГАТЭ (<http://www-nds.iaea.org/exfor>), Национальный центр ядерных данных США (<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>), Центр данных фото-ядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ (<http://cdfc.sinp.msu.ru/index.ru.html>).
- [7] Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Издательство Московского университета, 1979.
- [8] Blatt J.M., Weisskopf V.F. // *Theor. Nucl. Phys.* John Wiley & Sons, Inc., New York, 1952.
- [9] Wolynec E., Martinez A.R.V., Gouffon P. et al. // *Phys. Rev. C* **29**. 1137. (1984).
- [10] Wolynec E., Martins M.N. // *Rev. Bras. Fis.* **17**. 56. (1987).
- [11] Berman B.L., Pywell R.E., Dietrich S.S. et al. // *Phys. Rev. C* **36**. 1286. (1987).
- [12] Варламов В.В., Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. // ВАНИТ. Сер: Ядерные константы. **1–2**. 48. (2003).
- [13] Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // *ЯФ*. **84**. 278. (2021). (Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* **84**. (2021). 389).
- [14] Ишханов Б.С., Варламов В.В. // *ЯФ*. **67**. 1691 (2004). (Ishkhanov B.S., Varlamov V.V. // *Phys. Atom. Nucl.* **67**. 1664. (2004)).
- [15] Fultz S.C.; Bramblett R.L., Caldwell J.T., Harvey R.R. // *Phys. Rev.* (1964). **133**. B1149.
- [16] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Четверткова В.А. // *Изв. РАН. Сер. Физ.* **74**. 875. (2010). (Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Chetvertkova V.A. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys.* **74**. 833. (2010)).
- [17] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трошчев С.Ю. // *Изв. РАН. Сер. Физ.* **74**. 884. (2010). (Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N., Troshchiev S.Yu. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys.* **74**. 842. (2010)).
- [18] Ishkhanov B.S. Orlin V.N. // *Phys. Part. Nucl.* **38**. 232. (2007).
- [19] Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // *ЯФ*. **78**. 601. (2015). (Ishkhanov B.S. Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* **78**. 557. (2015)).
- [20] Fultz S.C., Berman B.L., Caldwell J.T. et al. // *Phys. Rev.* **186**. 1255. (1969).
- [21] Lepretre A., Veil H., Bergere R. et al. // *Nucl. Phys. A* **219**. 39. (1974).
- [22] Варламов В.В., Ишханов Б.С. // *ЯФ*. **80**. 554. (2017). (Varlamov V.V., Ishkhanov B.S. // *Phys. Atom. Nucl.* **80**. 957. (2017)).
- [23] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Орлин В.Н. и др. // *ЯФ*. **76**. 1484. (2013). (Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. et al. // *Phys. Atom. Nucl.* **76**. 1403. (2013)).
- [24] Varlamov V., Ishkhanov B., Orlin V. // *Phys. Rev. C*. **96**. 044606. (2017).
- [25] Belyshev S.S., Filipescu D.M., Gheoghe I. et al. // *Eur. Phys. J. A* **51**. 67. (2015).
- [26] Bramblett R.L., Caldwell J.T., Harvey R.R., Fultz S.C. // *Phys. Rev.* **133**. B869. (1964).
- [27] Bergere R., Veil H., Veysiere A. // *Nucl. Phys. A* **121**. 463. (1968).
- [28] Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // *Phys. Atom. Nucl.* **75**. 1339. (2012).
- [29] Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2023 (в печати).
- [30] Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // *Изв. РАН. Сер. физ.* (в печати).
- [31] Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В. и др. // *ЯФ*. **12**. 892. (1970). (Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Lazutin. E.V. et al. // *Sov. Nucl. Phys.* **12**. 484. (1971)).
- [32] Berman B.L., Jury J.W. Woodworth J.G. et al. // *Phys. Rev.* **27**. 1. (1983).
- [33] Ишханов Б.С., Пискарев И.М., Капитонов И.М. и др. // *ЯФ*. **13**. 1141. (1971). (Ishkhanov B.S., Piskarev I.M., Kapitonov I.M. et al. // *Sov. Nucl. Phys.* **13**. 655. (1971)).
- [34] Veysiere A., Veil H., Bergere R. et al. // *Nucl. Phys.* **227**. 513. (1974).
- [35] Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* **33**. 2074. (1969). (Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Lazutin E.V. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys.* **33**. 1889. (1969)).
- [36] Berman B.L., Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al. // *Phys. Rev.* **177**. 1745. (1969).
- [37] Ngo-Trong C., D'Rowe J. // *Phys. Lett. B* **36**. 553. (1971).
- [38] Tanaka Y. // *Prog. Theor. Phys.* **46**. 787. (1971).
- [39] Zhivopistsev F.A., Lukashov V.A., Shitikova K.V., Yudin N.P. // *Czech. J. Phys. B* **22**. 883. (1972).
- [40] Живопистцев Ф.А., Шитикова К.В. // *ЯФ*. **16**. 42. (1972). (Zhivopistsev F.A., Shitikova K.V. // *Sov. Nucl. Phys.* **16**. 21 (1972)).
- [41] Seaborn J.B., Drechsel D., Arenhovel H., Greiner W. // *Phys. Lett.* **23**. 576. (1976).
- [42] Veysiere A., Veil H., Bergere R. et al. // *Nucl. Phys. A* **227**. 513. (1974).
- [43] Варламов В.В., Ишханов Б.С., Руденко Д.С., Степанов М.Е. // *ЯФ*. **67**. 2131. (2004). (Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Rudenko D.S., Stepanov M.E. // *Phys. Atom. Nucl.* **67**. 2107. (2004)).
- [44] Bramblett R.L., Caldwell J.T., Harvey R.R., Fultz S.C. // *Phys. Rev.* **133**. B869. (1964).
- [45] Sund R.E., Baker M.P., Kull L.A., Walton R.B. // *Phys. Rev.* **176**. 1366. (1968).
- [46] Fultz S.C., Bramblett R.L., Caldwell J.T., Kerr N.A. // *Phys. Rev.* **127**. 1273. (1962).
- [47] Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.М. и др. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* **6**. 606. (1970).
- [48] Fuller E.G., Weiss M.S. // *Phys. Rev.* **112**. 560. (1958).
- [49] Gheoghe I., Utsunomiya H., Katayama S.D. et al. // *Phys. Rev. C* **96**. 044604. (2017).

Status of Experimental Photonuclear Results

V.V. Varlamov^{1,a}, A.I. Davydov^{2,b}, V.N. Orlin^{1,c}

¹*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*

²*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia*

E-mail: ^a VVVarlamov@gmail.com, ^b alexdavydovmet@gmail.com, ^c OrlinVN@yandexl.ru

The absolute majority of data on photoneutron reaction cross sections have been obtained in experiments with bremsstrahlung radiation and quasi-monoenergetic photons produced during the inflight annihilation of relativistic positrons. There are significant disagreements between the results of these two types of experiments in both the absolute value and shape of the cross sections in the energy range of the giant dipole resonance (GDR). For instance, in cross sections obtained using bremsstrahlung γ -radiation beams, distinct structural features are observed, which are practically absent in the corresponding cross sections obtained with annihilation photon beams. The disagreements in absolute value are obviously systematic: they directly depend on method of data obtaining and significantly exceed the statistical uncertainties achieved in the experiments. Significant disagreements are also observed between the results of experiments of the same type. In joint systematic studies of a large amount of data on cross sections of various photonuclear (primarily photoneutron) reactions, both total and partial, obtained in different experiments, possible reasons for the disagreements in photonuclear experiment results have been identified, their status, methods for accounting, and eliminating the observed disagreements are discussed.

PACS: 25.20.-x.

Keywords: giant dipole resonance, photoneutron reaction cross sections, absolute value and shape, energy resolution, systematic uncertainties, data reliability, data status.

Received 16 January 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2023. 78, No. 3. Pp. 303–315.*

Сведения об авторах

1. Варламов Владимир Васильевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник НИИЯФ МГУ; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: VVVarlamov@gmail.com.
2. Давыдов Александр Иванович — аспирант; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: alexdavydovmet@gmail.com.
3. Орлин Вадим Николаевич — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник НИИЯФ МГУ; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: OrlinVN@yandexl.ru.