

Посвящается 270-летию Московского университета

Фотоядерные эксперименты: от тормозного γ -излучения до фотонов обратного комптоновского рассеянияВ.В. Варламов,^{1,*} А.И. Давыдов^{2,†}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.
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 30.11.2023; после доработки 12.01.2024; подписана в печать 16.01.2024)

Обсуждаются особенности методов получения информации о сечениях фотоядерных реакций на пучках тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов, с помощью которых получено абсолютное большинство данных в области энергий возбуждения ядер до ~ 40 МэВ. Показано, что существенные расхождения результатов таких экспериментов по абсолютной величине и форме обусловлены некоторыми недостатками обоих методов, которые могут быть в определенной степени исключены при использовании пучков фотонов, образующихся в процессах обратного комптоновского рассеяния.

PACS: 25.20.-x УДК: 539.17

Ключевые слова: сечения фотоядерных реакций, расхождения по величине и форме, тормозное γ -излучение, квазимоноэнергетические аннигиляционные фотоны, систематические погрешности, статистическая достоверность, энергетическое разрешение, фотоны обратного комптоновского рассеяния.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.79.2420201

ВВЕДЕНИЕ

Данные по сечениям фотоядерных реакций широко используются как в фундаментальных ядерно-физических исследованиях, так и в разнообразных приложениях. К настоящему времени накоплен огромный экспериментальный материал по реакциям под действием γ -квантов и по основным параметрам (энергетическое положение, абсолютная величина, форма) гигантских дипольных резонансов (ГДР), наблюдаемых в их сечениях [1]. Абсолютное большинство данных по сечениям фотоядерных реакций получено в экспериментах, выполненных на пучках тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов.

Сечения реакций, полученные для одних и тех же ядер в экспериментах этих двух типов [2–5], существенно различаются и по абсолютной величине, и по форме (рис. 1). Основной причиной этого является кардинальное (принципиальное) различие способов получения информации о сечениях реакций в таких экспериментах [6], каждый из которых обладает определенными недостатками, способствующими

проявлению в их результатах различных существенных систематических погрешностей. Основные из них обусловлены определенными недостатками используемых фотонных пучков — формой эффективного спектра и/или низкой интенсивностью.

Исследования, выполненные в последнее время [7, 8], показали, что основные недостатки экспериментов обоого типа могут быть преодолены при использовании пучков фотонов нового типа — фотонов, образующихся в процессах обратного комптоновского рассеяния излучения мощного лазера на ультрарелятивистских электронах.

1. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПУЧКАХ ТОРМОЗНОГО γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

В экспериментах этого типа непосредственно измеряется [6] не само искомое сечение реакции $\sigma(E)$ с энергетическим порогом E пор, а лишь ее выход — свертка

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

сечения со сплошным спектром $W(E^M, E)$ фотонов тормозного γ -излучения с максимальной энергией E^M . Искомое сечение реакции определяется

* E-mail: VVVarlamov@gmail.com

† E-mail: alexdavydovmet@gmail.com

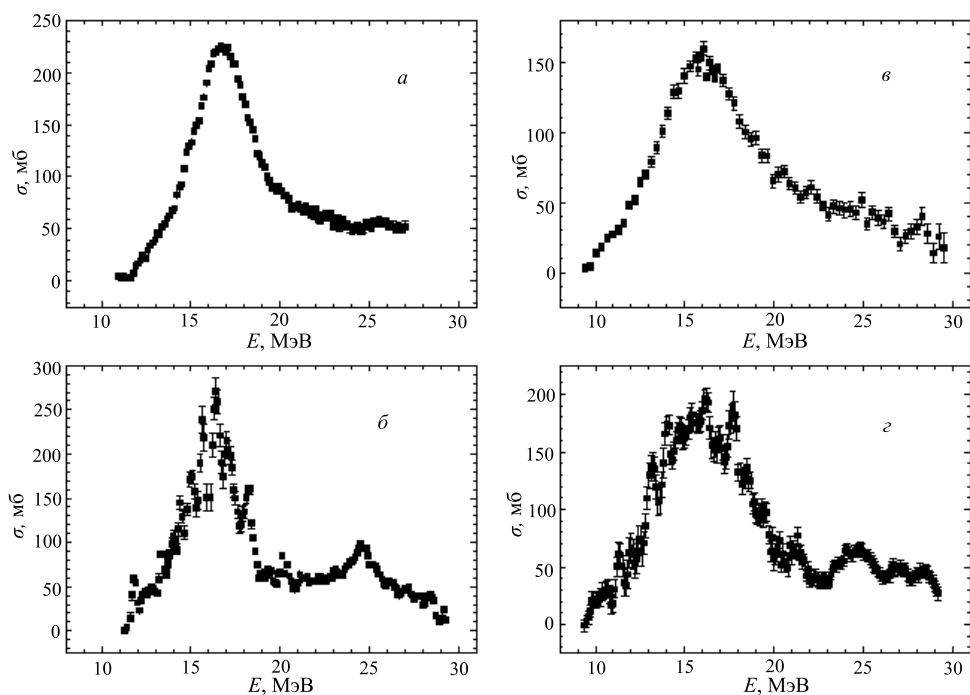


Рис. 1. Сравнение сечений фотонейтронных реакций, полученных в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов (АФ) и тормозного γ -излучения (ТИ): *a* — сечение реакции $^{89}\text{Y}(\gamma, xn)$, АФ [2], *б* — сечение реакции $^{89}\text{Y}(\gamma, xn)$ [3], ТИ, *в* — сечение реакции $^{107}\text{Ag}(\gamma, Sn)$ [4], АФ, *г* — сечение реакции $^{107}\text{Ag}(\gamma, Sn)$ [5], ТИ

с помощью решения обратной задачи (1) восстановления (развертки, unfolding) с использованием специальных методов (метод Пенфолда–Лейсса, метод наименьшей структуры Кука, метод регуляризации Тихонова, метод редукции и некоторые другие). При исследовании наиболее востребованных фотонейтронных реакций непосредственно определяется сечение выхода нейтронов

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

в котором сечения парциальных реакций — реакций с образованием разного количества нейтронов — представлены с коэффициентами, соответствующими их множественности. Сечения таких реакций, $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и т.д., определяются с помощью внесения в сечение (2) выхода $\sigma(\gamma, xn)$ поправок, рассчитанных по статистической теории, позволяющих определить сечение одной парциальной реакции, а затем при использовании соответствующих разностных процедур — сечения и других парциальных реакций.

В течение длительного времени в научном сообществе обсуждалось представление о том, что резонансы разной ширины (гросс-, промежуточная и тонкая структура ГДР), наблюдаемые в сечениях реакций, полученных этим методом, являются следствием определенных особенностей решения обратной задачи (1) развертки сечения реакции из ее выхода, а следовательно, структура, проявляющаяся в решениях такой задачи, возможно, является недостоверной (ложной).

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ПУЧКАХ КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ АННИГИЛЯЦИОННЫХ ФОТОНОВ

В экспериментах этого типа кардинально иная процедура определения сечений реакций использует явление аннигиляции на лету релятивистских позитронов при их прохождении через специальную мишень из вещества с малым Z [9, 10]. Так как образование аннигиляционных фотонов сопровождается образованием и фотонов тормозного γ -излучения позитронов, спектр которых, как и спектр тормозного γ -излучения электронов, является сплошным, вклад фотонов тормозного излучения позитронов в сечение реакции исключается с помощью разностной процедуры:

$$\sigma(E) \approx Y(E^M) = Y_{e^+}(E^M) - Y_{e^-}(E^M), \quad (3)$$

где $Y_{e^+}(E^M)$ — выход (1), определенный на пучке позитронов, а $Y_{e^-}(E^M)$ — выход (1), 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) с помощью специального статистического анализа «прямо» и «непосредственно» определяются «сечения» реакций с образованием одного, двух и трех нейтронов. Данные по сечениям реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ используются в процедурах суммирования для получения как сечения полной фото-

нейтронной реакции

$$\sigma(\gamma, Sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots, \quad (4)$$

так и сечения (2) выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$.

Оба выхода (нормированные количества образующихся нейтронов) $Y_{e+}(E^M)$ и $Y_{e-}(E^M)$ отдельно для каждой парциальной реакции $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ определяются в независимых измерениях, и для получения сечения (3) в предположении об идентичности тормозных спектров от позитронов и электронов нормируются на число фотонов, поток которых определяется с помощью тонкостенных ионизационных камер, цилиндров Фарадея и т.п. Таким образом, использование метода (3) базируется на представлении о том, что низкоэнергетический «хвост» тормозного излучения в спектре фотонов позитронного пучка полностью исключается и количество детектированных нейтронов соответствует отклику исследованного ядра на облучение его фотонами, спектр которых представляет собой только аннигиляционную линию (линия, подобная гауссиану с шириной ~ 350 кэВ).

В противоположность мнению о ложности структуры в сечениях, определенных с помощью решения обратной задачи (1) развертки сечения реакции из ее выхода в научном сообществе доминировало мнение о том, что в экспериментах этого типа прямое измерение сечения реакции свидетельствует об отсутствии в нем сколько-нибудь отчетливо проявляющихся структурных особенностей.

3. НЕДОСТАТКИ ТРАДИЦИОННЫХ МЕТОДОВ ПОЛУЧЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ О СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ

3.1. Особенности экспериментов на пучках аннигиляционных фотонов

Вопреки отмеченному выше сложившемуся мнению о том, что результаты, полученные на пучках аннигиляционных фотонов, являются истиной в последней инстанции, системный анализ накопленных к настоящему времени экспериментальных данных этого типа свидетельствует, что к их достоверности могут быть предъявлены определенные претензии [11].

Серьезную проблему с точки зрения достоверности обсуждаемых экспериментальных данных такого типа представляет собой факт наличия в широких областях энергий налетающих фотонов в результатах таких экспериментов — в сечениях реакций, имеющих размерность площади (барн, см^2), — физически запрещенных отрицательных значений [12–14]. Типичные примеры таких сечений реакций приведены на рис. 2. Появление в сечениях (3) отрицательных значений означает, что $Y_{e-}(E^M) > Y_{e+}(E^M)$. Это физически невозможно, поскольку фотонов в спектре (чисто тормозное излучение электронов) при измерении $Y_{e-}(E^M)$ очевидно меньше, чем в спектре (тормозное излучение позитронов с добавкой аннигиляционной линии) фотонов при измерении $Y_{e+}(E^M)$.

Отрицательные значения в разности $Y_{e+}(E^M) - Y_{e-}(E^M)$ могут появиться исключительно в случае недостоверной (некорректной, ошибочной) нормировки результатов измерений числа образующихся нейтронов на количество налетающих фотонов. Такая недостоверная нормировка свидетельствует о том, что при определении сечения $\sigma(E)$ низкоэнергетический «хвост» тормозного излучения позитронов в разностной процедуре (3) убирается не полностью.

Возможность присутствия в результатах разности (3) некоторого «хвоста» тормозного излучения позитронов заставляет по-новому взглянуть на проблему расхождения по форме сечений реакций из экспериментов с тормозным γ -излучением и аннигиляционными фотонами. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что измеренный на 1-м этапе эксперимента (3) выход $Y_{e+}(E^M)$ с точки зрения информации о сечении реакции может быть интерпретирован лишь как сечение, полученное с плохим энергетическим разрешением. Действительно, при каждом измерении в число зарегистрированных нейтронов дают вклад все фотоны, энергия которых превышает порог исследуемой реакции. Аналогично измеренный на 2-м этапе эксперимента выход $Y_{e-}(E^M)$ — результат облучения исследуемого ядра чисто тормозным γ -излучением — может быть интерпретирован лишь как сечение, полученное с очень плохим энергетическим разрешением. Очевидно, что если из результата, измеренного с плохим разрешением, вычтеть результат, полученный с очень плохим разрешением, результат с хорошим разрешением получен быть не может. Противное означает своеобразный информационный «вечный двигатель».

Все сказанное означает, что разность (3) двух выходов $Y_{e+}(E^M) - Y_{e-}(E^M)$ не может интерпретироваться как сечение реакции, поскольку, по существу, она представляет собой не сечение, а вновь только выход. Были выполнены специальные исследования [15–17], в которых разности $Y_{e+}(E^M) - Y_{e-}(E^M)$, полученные для ядер ^{16}O , ^{40}Ca , ^{63}Cu , интерпретировались не как сечения (3), а как, собственно, выходы $Y(E^M)$ реакции, и для получения сечений решалась обратная задача развертки (1), в которой вместо чисто тормозного спектра $W(E^M, E)$ использовалась некая его модификация — $W^+(E^M, E)$ (гауссиан с шириной 350 кэВ с добавкой небольшого «хвоста» тормозного излучения). Таким образом, было установлено, что результаты экспериментов с аннигиляционными фотонами сильно переглажены (реальное энергетическое разрешение $\Delta E \sim 1.40\text{--}1.60$ МэВ в несколько раз превышает разрешение, декларируемое по ширине аннигиляционной линии $\Delta E \sim 0.35$ МэВ), вследствие чего информация о структурных особенностях в результатах таких экспериментов теряется.

Серьезные претензии к достоверности информации о сечениях парциальных реакций, прежде всего таких, как $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, определенных в экс-

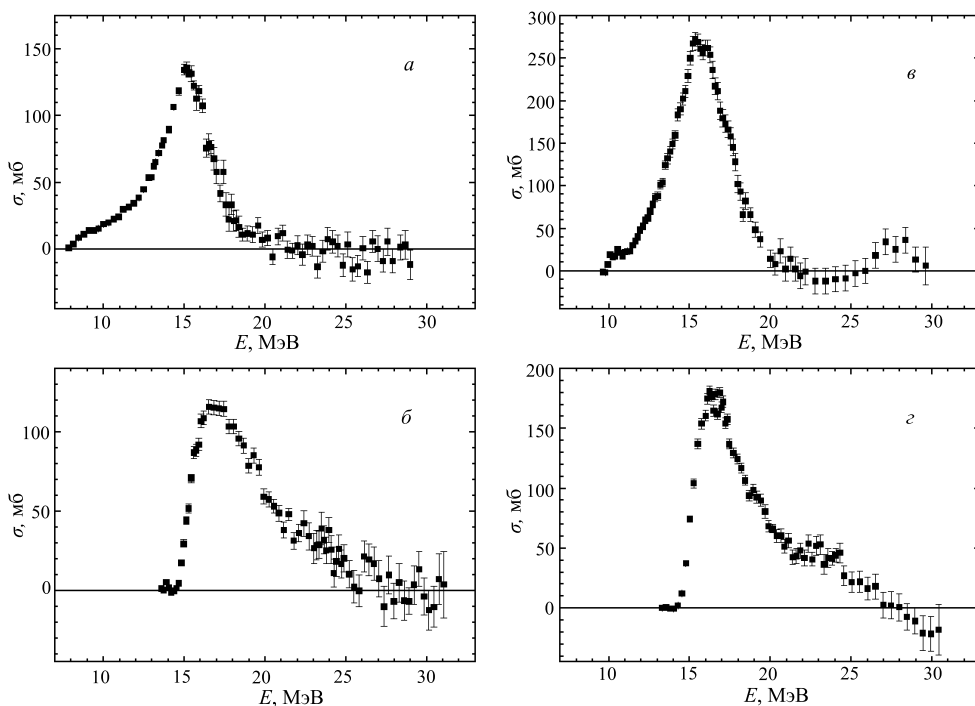


Рис. 2. Физически запрещенные отрицательные значения сечений парциальных реакций: *a* — $^{94}\text{Zr}(\gamma, 1n)$ [12], *б* — $^{124}\text{Sn}(\gamma, 2n)$ [13], *в* — $^{116}\text{Sn}(\gamma, 1n)$ [13], *г* — $^{188}\text{Os}(\gamma, 2n)$ [14]

периментах этого типа, могут быть предъявлены и в связи с тем, что данные о таких реакциях, полученных в разных экспериментах, оказываясь очень близкими по форме, лишенной сколь-нибудь заметных структурных особенностей, существенно различаются по величине.

Абсолютное большинство сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ для практически всех стабильных ядер было определено в экспериментах обсуждаемого типа в двух лабораториях — в Ливерморе (США) и Сакле (Франция). Среди большого количества (~ 100) ядер, исследованных в каждой лаборатории, имеются 19 ядер (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U), исследованных в них обеих. Отношения интегральных сечений парциальных реакций

$$R_{\text{СЛ}}^{\text{инт}} = \sigma_{\text{С}}^{\text{инт}} / \sigma_{\text{Л}}^{\text{инт}}, \quad (5)$$

рассчитанные [18–20] по данным обеих лабораторий, имеют разброс от 0.69 до 1.34, 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. Это означает, что расхождения результатов обеих лабораторий являются не только весьма существенными (до 100% величины), но и определенно систематическими, поскольку сечения реакции $(\gamma, 1n)$ имеют большие величины в одной лаборатории (Сакле), а реакции $(\gamma, 2n)$ — напротив, в другой (Ливермор).

В специальных исследованиях, выполненных с использованием объективных физических критериев достоверности для большого (~ 50) количества

ядер и представленных в обзоре [11], было показано, что экспериментальные сечения парциальных реакций, полученные в обеих лабораториях, в той или иной степени (большей в Ливерморе, меньшей в Сакле), физическим критериям не соответствуют, поскольку содержат существенные систематические погрешности метода, использованного метода разделения фотонейтронов по множественности, основанного на измерении энергии нейтронов. Очевидной причиной является то, что энергии нейтронов, образующихся в разных парциальных реакциях, могут быть близки, что делает процедуру их разделения по множественности неоднозначной.

Таким образом, результаты выполненных в последнее время исследований свидетельствуют о том, что сечения фотонейтронных реакций, полученные в экспериментах на пучках квазиодноэнергетических аннигиляционных фотонов, ни по форме, ни по абсолютной величине не являются достоверными и, вследствие этого, не могут считаться надежными.

3.2. Особенности экспериментов на пучках тормозного γ -излучения

Результаты экспериментов, выполненных на пучках тормозного γ -излучения, также нуждаются в проверке и уточнении, хотя в отношении наличия в соответствующих сечениях реакций выраженных структурных особенностей ситуация с данными этого типа оказывается существенно иной по сравнению с рассмотренной выше.

Дело в том, что экспериментально измеряемые с очень высокой статистической точностью (с чис-

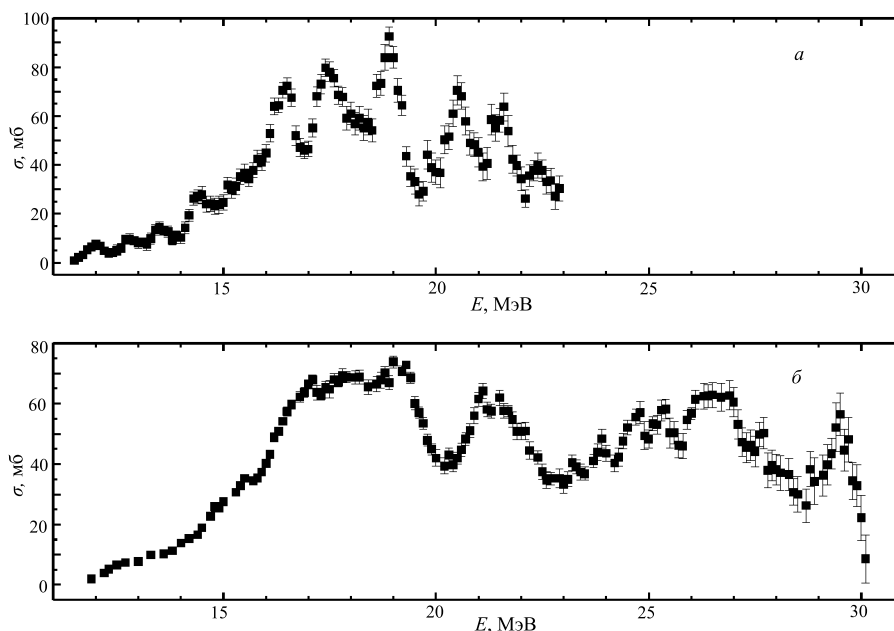


Рис. 3. Сравнение структурных особенностей сечений реакции $^{58}\text{Ni}(\gamma, 1n)^{57}\text{Ni}$, полученных в [21] при решении задачи развертки (1) из выхода $Y(E^M)$, измеренного на пучке тормозного γ -излучения, с помощью метода Пенфолда–Лейсса с разными шагами обработки: *a* — 0.5 МэВ, *б* — 1.0 МэВ

лом зарегистрированных нейтронов до 10^6) в таких экспериментах зависимости выходов (1) реакций Y от максимальной энергии тормозного γ -излучения E^M не являются плавными функциями, что имело бы место, если бы искомое сечение реакции $\sigma(E)$ имело вид единственного широкого резонанса, характерного для результата аннигиляционного эксперимента (рис. 1, *a*, *б*). Энергетическая зависимость выхода $Y(E^M)$, определяемая на пучке тормозного γ -излучения с очень высокой статистической точностью, содержит статистически надежно выделяемые изломы, очевидно свидетельствующие, что достаточно отчетливо проявляющиеся структурные особенности в сечении присутствуют. Более того, достаточно точно такие изломы в $Y(E^M)$ определяют их энергетические положения. Это следует из естественного поведения энергетической зависимости $Y(E^M)$ в случае, когда сечение реакции представляет собой, например, два разделенных по энергии фотонов резонанса. В этом случае, согласно выражению (1), выход $Y(E^M)$ будет равен 0 при энергиях до появления в сечении 1-го резонанса, затем будет нарастать сначала быстро, а потом медленнее в области энергий, где 1-й резонанс отличен от 0, естественно будет оставаться постоянным в области энергий между 1-м и 2-м резонансами и будет вновь нарастать в области энергий, в которой 2-й резонанс отличен от 0. Таким образом, наличие характерных изломов в энергетической зависимости выхода реакции однозначно свидетельствует о том, что наличие структурных особенностей при определенных энергиях фотонов в сечениях является достоверным и надежным и, более того, позволяет довольно точно определять энергии резонансов этих структурных особенностей.

Следует отметить, что специальные упомянутые выше методы, предложенные для решения обратной задачи (1) развертки сечения реакции из ее выхода, с достаточным согласием позволяющие энергетические положения обсуждаемых структурных особенностей в сечении определять. Однако следует отметить, что амплитуда и форма этих особенностей в искомом сечении существенно зависят и от самого метода, и от условий его использования. Так, на рис. 3 приводится типичный пример результатов обработки [21] одной и той же энергетической зависимости выхода $Y(E^M)$ одним и тем же методом (в данном случае — очень распространенным методом Пенфолда–Лейсса), но с разными шагами обработки — 0.5 МэВ (рис. 3, *a*) и 1.0 МэВ (рис. 3, *б*). Хорошо видно, что энергетические положения характерных резонансов в обоих сечениях реакции $^{60}\text{Ni}(\gamma, 1n)$ при энергиях фотонов 14.5, 16.5, 17.2, 19.0, ~ 20.8 , ~ 21.5 МэВ практически полностью соответствуют друг другу. Однако при этом формы и абсолютные величины резонансов в сечениях, полученных с разными шагами обработки, существенно различаются.

Всё сказанное выше свидетельствует о том, что претензии к достоверности данных о сечениях парциальных реакций, полученных на пучках как квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, так и на пучках тормозного γ -излучения, обусловленные определенными недостатками методов, использованных для получения информации о сечении, делают актуальной проблему уточнения и корректировки этой информации. Это ставит на повестку дня задачу получения информации о сечениях фотоядерных реакций иными методами, свободными от обсуждавшихся недостатков.

4. АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В последнее время большие надежды с точки зрения получения достоверной информации как о форме, так и об абсолютной величине сечений фотоядерных реакций связываются с использованием пучков нового типа — пучков квазимоноэнергетических фотонов, образующихся в процессах обратного комптоновского рассеяния (ОКР) излучения мощного лазера с энергией фотонов E_{ph} на пучке ультрарелятивистских электронов с энергией E_e , соотношение между которыми определяется выражением

$$E_\gamma \approx \frac{2\gamma^2 E_{ph}}{1 + \gamma^2 \theta^2} (1 + \cos \phi), \quad (6)$$

где θ — угол рассеяния, ϕ — угол столкновения, $\gamma = (E_e + m_0 c^2)/m_0 c^2$, m_0 — масса покоя электрона, c — скорость света в вакууме [22, 23]. Энергия рассеянных фотонов может изменяться в широких пределах за счет выбора угла рассеяния и угла столкновения. Надежды на возможность организации фотоядерных исследований на качественно новом уровне связаны с использованием очевидных преимуществ пучка ОКР фотонов по сравнению с пучками, использованными ранее (аннигиляционные фотоны и фотоны тормозного излучения), как по форме, так и по интенсивности.

Как отмечалось выше, спектр γ -квантов от аннигилирующих на лету позитронов представляет собой комбинацию аннигиляционной (гауссианообразной) линии с достаточно большой эффективной шириной (ширина на половине высоты), очень плавно спадающей со стороны больших энергий, и «хвоста» непрерывного спектра тормозного излучения позитронов со стороны меньших энергий. Присутствие «хвоста» требует организации эксперимента по определению сечения реакции как разностного (3), что приводит не только к снижению статистической точности значений этого сечения, но и к появлению в нем систематических погрешностей, обуславливающих недостоверность данных как о величине, так и о форме. Для спектра моноэнергетических ОКР-фотонов характерен очень резкий спад при больших энергиях и очень быстро спадающий со стороны меньших энергий «хвост», к тому же определяемый не физически обязательным присутствием фотонов тормозного излучения, а лишь геометрическими параметрами пучка и коллиматора, что позволяет этот «хвост» эффективно устранять (учитывать, уменьшать, исключать). Весьма малая (несколько процентов) ширина монолинии ОКР-фотонов исключает необходимость решения обратной задачи (1) восстановления (развертки) сечения реакции из экспериментально измеряемого выхода.

Дополнительно следует отметить, что исключительно высокая интенсивность пучка ОКР-фотонов позволяет при некотором уменьшении общей эффективности с использованием специальных детек-

торов проводить прямые измерения множественности нейтронов, образующихся в парциальных реакциях [22]. Полное число фотонов, рассеянных в единицу времени, может быть представлено выражением

$$\frac{dN_\gamma}{dt} = \sigma_{Th} L, \quad (7)$$

где $\sigma_{Th} = 6.65 \times 10^{-25} \text{ см}^2$ — сечение томсоновского рассеяния, а L — светимость, определяемая выражением

$$L = f_{rep} N_e N_{ph} G, \quad (8)$$

в котором f_{rep} — частота столкновений электронных сгустков и импульсов лазерного излучения, G — геометрический фактор, N_e — число электронов в сгустке

$$N_e = \frac{Q_b}{e}, \quad (9)$$

определяемое с помощью значений Q_b — заряд сгустка и $e = 16 \times 10^{-19} \text{ Кл}$, а N_{ph} — число фотонов в импульсе, определяемое энергией в лазерном импульсе W_L и энергией фотонов E_{ph}

$$N_{ph} = \frac{W_L}{E_{ph}}. \quad (10)$$

Выполненные к настоящему времени расчеты показывают, что при реалистичных выбранных параметрах электронного и лазерного пучков средний поток γ -квантов может составлять до $\sim 10^7 \gamma/\text{с}$.

Все сказанное выше означает, что для решения актуальных и важных научных проблем, в первую очередь таких, как учет (устранение) существенных расхождений между результатами разных экспериментов, достоверное определение абсолютной величины и формы (структуры) сечений фотоядерных реакций, дальнейшее развитие моделей атомного ядра и описания механизма фотоядерных реакций, построение и уточнение моделирования во многих задачах фундаментальных исследований и многих других, необходима организация измерений энергетических зависимостей сечений полных и парциальных фотоядерных реакций с высокой статистической точностью ($\sim 0.1\%$ по абсолютной величине) и высоким энергетическим разрешением ($\sim 10 \text{ кэВ}$) с возможностью оперативной перестройки энергии налетающих фотонов с малым ($\sim 100 \text{ кэВ}$) шагом в диапазоне энергий от порогов до $\sim 40 \text{ МэВ}$. Среди направлений фотоядерных исследований, перспективы которых наиболее очевидны при использовании пучка γ -квантов от рассматриваемого КИ, как основные могут быть выделены [24] следующие:

- прецизионные измерения сечений фотоядерных реакций, в первую очередь реакций с образованием заряженных частиц, исследование которых было невозможно на пучках аннигиляционных фотонов вследствие их невысокой интенсивности;

- прямое определение сечений парциальных фотонейтронных реакций с целью уточнения этих сечений, полученных ранее на пучках тормозных и аннигиляционных фотонов;
- изучение с использованием преимуществ высокого энергетического разрешения, достигаемого на пучках ОКР-фотонов структуры дипольных гигантских электрического ($E1$) и магнитного ($M1$) резонансов, а также пигми-резонанса;
- прецизионные исследования ядерной резонансной флуоресценции — реакций (γ, γ') , в которых может быть получена важная информация об электромагнитных взаимодействиях ядер и характеристиках ядерных уровней;
- изучение с использованием уникальных характеристик ОКР-фотонов динамики процессов фотоделения ядер, эффектов кластеризации с участием супер- и гипердеформированных компаунд состояний, экзотических мод их распада;
- получение новых данных по фотоядерным реакциям $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 1p)$, $(\gamma, 1\alpha)$ для решения разнообразных задач астрофизики и процессов нуклеосинтеза во Вселенной, в первую очередь для описания процессов формирования известных обойденных ядер (35 нейтронно-дефицитных ядер от ^{74}Se до ^{196}Hg , которые не могут быть образованы в известных s - и r -процессах).

В настоящее время прорабатываются варианты достижения подобных параметров на масштабной научной установке Национального центра физики и математики (НЦФМ, ВНИИЭФ (Саров)) — комплексе ИНОК (Интенсивный Обратный Комптон) — источнике (квази)монохроматических γ -квантов, основанном на эффекте обратного комптоновского рассеяния фотонов на релятивистских электронах. При энергии электронов $E_e \sim 1$ ГэВ область ГДР $E < 25$ МэВ может покрываться высокоинтенсивной генерацией при взаимодействии с первой гармоникой мощных лазеров (квази)непрерывного действия. При увеличении энергии до $E_e \sim 2$ ГэВ возникают дополнительные научные возможности в области

адронной фотоники и ядерной физики высоких энергий.

Работы проводятся в рамках Направления 6.5.1 «Разработка источника комптоновского излучения для исследований в области биологии, медицины, материаловедения, быстропротекающих процессов, ядерной физики» проекта 6 «Ядерная и радиационная физика» (НЦФМ, ВНИИЭФ) с участием сотрудников многих ядерно-физических центров, в том числе Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В накопленных к настоящему времени экспериментальных сечениях полных и парциальных фотонейтронных реакций, полученных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов и тормозного γ -излучения, наблюдаются определенные расхождения как по форме, так и по абсолютной величине. При этом многие сечения парциальных реакций содержат систематические погрешности и не удовлетворяют объективным физическим критериям достоверности данных. Это обусловлено определенными недостатками как методов, использованных для получения информации о сечениях реакций, так и пучков налетающих фотонов в экспериментах обоого типа. В этой связи актуальной научной задачей является организация фотоядерных исследований с использованием источников фотонов и методов определения сечений реакций, лишенных недостатков тех, которые использовались ранее. Надежды на возможность организации фотоядерных исследований на качественно новом уровне в настоящее время связываются с созданием нового источника фотонов — фотонов обратного комптоновского рассеяния излучения мощного лазера на ультрарелятивистских электронах, обладающего уникальными параметрами пучка ОКР-фотонов по сравнению с использовавшимися ранее и используемыми в настоящее время. Эксперименты на пучке нового источника фотонов обратного комптоновского рассеяния будут способствовать прогрессу и в области теоретического описания физических процессов в области энергий возбуждения ядер до ~ 40 МэВ [25, 26].

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер (Центр данных фотоядерных экспериментов) НИИЯФ имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова.

[1] 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 фотоядерных экспериментов

(ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ (<http://cdfc.sinp.msu.ru/index.ru.html>).
 [2] Lepretre A., Beil H., Bergere R. et al. // *Nucl. Phys. A.* **175**. 609 (1971).
 [3] Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В. и др. // *Изв. РАН. Сер. Физ.* **34**. 2228 (1970).

- (*Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Lazutin E.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys.* **34**. 1991 (1970).
- [4] *Berman B.L., Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al. // Phys. Rev.* **177**. 1745 (1969).
- [5] *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 (1970).
- [6] *Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М.: Издательство Московского университета, 1979.
- [7] *Kawano T., Cho Y.S., Dimitriou P. et al. // Nucl. Data Sheets.* **163**. 109 (2020).
- [8] *Gheorghe I., Utsunomiya H., Katayama S.D. et al. // Phys. Rev. C* **96**. 044604. (2017).
- [9] *Dietrich S.S., Berman B.L. // Atom. Data and Nucl. Data Tables.* **38**. 199 (1988).
- [10] *Berman B.L., Fultz S.C. // Rev. Mod. Phys.* **47**. 713 (1975).
- [11] *Варламов В.В., Давыдов А.И., Орлин В.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* **78**. 2330206 (2023). (*Varlamov V.V., Davydov A.I., Orlin V.N. // Moscow Univ. Phys. Bull.* **78**. 303 (2023)).
- [12] *Berman B.L., Caldwell J.T., Harvey R.R. et al. // Phys. Rev.* **162**. 1098 (1967).
- [13] *Fultz S.C., B.L. Berman, J.T. Caldwell et al. // Phys. Rev.* **186**. 1255 (1969).
- [14] *Berman B.L., Faul D.D., Alvarez R.A. et al. // Phys. Rev. C.* **19**. 1205 (1979).
- [15] *Варламов В.В., Ишханов Б.С., Степанов М.Е., Руденко Д.С. // Изв. РАН. Сер. Физ.* **67**. 1570 (2003). (*Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Stepanov M.E., Rudenko D.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys.* **67**. 1733 (2003).
- [16] *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)).
- [17] *Wolytec E., Martinez A.R.V., Gouffon P. et al. // Phys. Rev. C.* **29**. 1137 (1984). DOI: 10.1103/PhysRevC.29.1137
- [18] *Wolytec E., Martins M.N. // Rev. Bras. Fis.* **17**. 56. (1987).
- [19] *Berman B.L., Pywell R.E., Dietrich S.S. et al. // Phys. Rev. C.* **36**. 1286 (1987).
- [20] *Варламов В.В., Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. // ВАНИТ. Сер: Ядерные константы.* **1–2**. 48 (2003).
- [21] *Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. // Письма в ЖЭТФ.* **8**. 76 (1968). ((*Goryachev B.I., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. et al. // ZhETF Letters.* **8**. 76 (1968).
- [22] *Недорезов В.Г., Туринге А.А., Шатунов Ю.М. // УФН.* **174**. 353 (2004). (*V. G. Nedorezov A. A. Turinge and Y. M. Shatunov // Phys.-Usp.* **47**. 341 (2004)).
- [23] *Von Neumann-Cosel P., Tamii A. // Eur. Phys. J. A.* **55**. N 7. 110 (2019).
- [24] *Бельшиев С.С., Варламов В.В., Джилавыян Л.З. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* **78**. 2330204 (2023). (*Belyshev S.S., Varlamov V.V., Dzhilavyan L.Z. et al. // Moscow Univ. Phys. Bull.* **78**. 284 (2023)).
- [25] *Savran D., Aumann T., Zielges A. // Progr. Part. Nucl. Phys.* **70**. 210 (2013).
- [26] *Камердзиев С.П., Ачаковский О.И., Толokonnikov С.В., Шитов М.И. // ЯФ.* **82**. 320 (2019). (*Kamerdzhev S.P., Achakovskiy O.I., Tolokonnikov S.V., Shitov M.I. // Phys. Atom. Nucl.* **82**. 366 (2019)).

Photonuclear experiments: from the bremsstrahlung to the Compton backward scattering photons

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

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: ^aVVVarlamov@gmail.com, ^balexdavdovmet@gmail.com

The features of the methods for obtaining the information on photonuclear reaction cross sections using the beams of bremsstrahlung and quasimonoenergetic photons from the annihilation in flight of relativistic positrons with which the absolute majority of such kind data was obtained in the nucleus excitation energy up to ~ 40 MeV are discussed. It was shown that significant disagreements between the results of such experiments in cross sections absolute values and shapes are due to both methods definite shortcomings which to a certain extent can be overcome by using the beams of the photons from the processes of Compton backward scattering.

PACS: 25.20.-x.

Keywords: photonuclear reaction cross sections, disagreements in absolute value and shape, bremsstrahlung, quasimonoenergetic annihilation photons, systematic uncertainties, statistical accuracy, energy resolution, Compton backward scattering photons.

Received 30 November 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2024. **79**, No. 2. Pp. .

Сведения об авторах

1. Варламов Владимир Васильевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: VVVarlamov@gmail.com.
2. Давыдов Александр Иванович — аспирант; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: alexdavdovmet@gmail.com.