ЯДРА =

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ АННИГИЛЯЦИОННЫМИ ФОТОНАМИ И СТРУКТУРА ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

© 2004 г. В. В. Варламов^{*}, Б. С. Ишханов¹⁾, Д. С. Руденко¹⁾, М. Е. Степанов¹⁾

Научно-исследовательский институт ядерной физики, Московского государственного университета, Россия

Поступила в редакцию 27.03.2003 г.; после доработки 22.10.2003 г.

Детально исследованы причины известных систематических расхождений результатов фотоядерных экспериментов, выполненных с помощью различных фотонных пучков. Изучена информация о сечениях реакций 63 Cu(γ , n) 62 Cu и 197 Au(γ , xn), полученная на всех стадиях экспериментов с квазимоноэнергетическими фотонами от аннигилирующих на лету релятивистских позитронов, выполнено сравнение с данными экспериментов на пучках тормозного γ -излучения. К анализу привлекаются данные, полученные в экспериментах обоих типов для реакции 16 O(γ , xn). Показано, что типичная разностная методика экспериментов с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами существенно затрудняет оценку реально достигаемого энергетического разрешения и приводит к значительному искажению информации о структуре сечений фотоядерных реакций.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, какую важную роль сыграли и продолжают играть в становлении современных представлений о структуре и динамике атомного ядра, механизмах ядерных реакций исследования реакций под действием у-квантов и свойств гигантского дипольного резонанса (ГДР) атомных ядер. Установленное в середине 50-х годов расхождение между характеристиками ГДР, наблюдаемыми экспериментально и рассчитанными в рамках оболочечной модели ядра, привело к открытию коллективных состояний ядер и механизмов их формирования в рамках этой модели. Все последующее развитие физики атомного ядра было в значительной степени связано с изучением коллективных состояний ядер, их роли в различных реакциях, их взаимодействий с одночастичными степенями свободы, их мод распада и т.д. При этом, если положение по энергии и форма ГДР как в сферических, так и в деформированных ядрах достаточно хорошо описывались в рамках простейшей коллективной модели ядра, то при описании с ее помощью характеристик распада высоковозбужденных состояний атомных ядер возникли определенные трудности, для преодоления которых потребовалась разработка сначала одночастичной, а затем многочастичной модели оболочек. Последняя, предсказывая появление сильных когерентных E1-возбуждений в области энергий, существенно больших, чем энергии одночастичных электрических дипольных колебаний, оказалась в состоянии правильно описать энергетическое положение ГДР, но не его форму. Теоретический спектр E1возбуждений на самом деле намного беднее экспериментального, среди особенностей последнего кратко можно отметить следующие:

гросс-структура (структурные особенности с шириной ~ 1 МэВ) и ширина (величина области разброса наиболее сильных E1-возбуждений ядра) сечений фотопоглощения определяются коллективными 1p1h (одночастично-однодырочными) состояниями;

промежуточная структура (структурные особенности с шириной ~0.1 МэВ) ГДР формируется за счет связи входных состояний с более сложными состояниями коллективного характера;

тонкая структура (структурные особенности с шириной ~0.01 МэВ) ГДР возникает за счет связи входных состояний с неколлективными многочастично-многодырочными состояниями.

Существенно усложняют форму ГДР и увеличивают его ширину также и эффекты, обусловленные, например, различием конфигурационной структуры ядерных оболочек и действием правил отбора по изоспину.

¹⁾Московский государственный университет, Россия.

^{*}E-mail: varlamov@depni.sinp.msu.ru

Абсолютное большинство опубликованных [1-5] данных по сечениям фотоядерных реакций получено при использовании тормозного γ -излучения (ТИ) и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов (КМА). С появлением первых данных, полученных обоими методами, обнаружились и к настоящему времени стали хорошо известны их заметные систематические расхождения (по форме, величине и энергетическому положению), существенно затрудняющие практическое использование данных. Главное из них состоит в том, что КМА-сечения реакций по сравнению с ТИсечениями в подавляющем большинстве случаев имеют намного более плавную (сильно сглаженную) форму [1, 5]. ТИ-сечения, как правило, содержат отчетливо выраженные (индивидуальные, заметно изменяющиеся от ядра к ядру) структурные особенности – резонансы с различной шириной. КМА-сечения практически для всех (за исключением достаточно легких) ядер имеют форму гладкого резонанса (в случае деформированных ядер – двух гладких резонансов), несмотря на то что энергетические разрешения (~250-400 кэВ), приводимые авторами, вполне достаточны для выделения в сечениях реакций резонансов не только гросс-, но и промежуточной структуры.

Подобные расхождения делают весьма актуальными проблему надежности обнаружения резонансов структуры ГДР, прежде всего, в средних и тяжелых ядрах, исследование причин присутствия их в ТИ-сечениях и, напротив, отсутствия в КМАсечениях. Хотя обсуждаемые эксперименты выполнялись достаточно давно (~10-15 лет назад), проблемы изучения причин расхождений полученных результатов и, главное, разработки методов их устранения остаются достаточно актуальными и сегодня, в частности потому, что эти результаты включены в многочисленные банки и базы данных и широко используются как в фундаментальных, так и в прикладных исследованиях. Различным аспектам этой проблемы было посвящено значительное число работ [6-14]. Для большого числа ядер получены систематики различных параметров, характеризующих обсуждаемые расхождения, выявлены общие закономерности связи этих расхождений с условиями конкретных экспериментов и интерпретации их результатов. Установлено, что важнейшее из различий в условиях, когда экспериментальные результаты интерпретируются как сечения реакции, заключается в значительном расхождении эффективных спектров фотонов, вызывающих реакцию. Показано, что весьма сложная форма таких спектров в КМА-экспериментах во многих случаях затрудняет (делает неоправданной) интерпретацию получаемых результатов как собственно искомых сечений реакций. Были развиты

специальные методы приведения результатов различных экспериментов к единому представлению, допускающему их единую интерпретацию именно как сечений реакций, полученных с определенным энергетическим разрешением.

Настоящая работа посвящена детальным исследованиям энергетического разрешения, реально достигаемого на всех этапах типичных КМАэкспериментов, и анализу причин его расхождения с традиционными оценками по ширине аннигиляционной линии в спектре фотонов, вызывающих реакцию. Исследования выполнены на основе обработки не только хорошо известных окончательных результатов КМА-экспериментов, но и крайне редко публикуемых их промежуточных результатов, которые по условиям получения близки к результатам типичных ТИ-экспериментов. Используются данные работ [15] и [16] по определению сечений реакций соответственно 63 Cu(γ, n) 62 Cu и 197 Au(γ, xn) на практически идентичных с точки зрения обсуждаемых проблем установках по схеме типичного КМА-эксперимента.

1. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МЕТОДОВ ПОЛУЧЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ О СЕЧЕНИЯХ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В РАЗНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

1.1. Эксперименты на пучках тормозного γ -излучения

Исторически первыми экспериментами, в которых были получены данные о большой ширине и сложной форме ГДР, были измерения на пучках тормозного γ -излучения (ТИ). Поскольку спектр фотонов в таких экспериментах является сплошным и описывается соответствующими выражениями, полученными Шиффом, Зельцером— Бергером, Бете—Гайтлером и др., то непосредственно измеряется не само сечение реакции σ , а его свертка с фотонным спектром (интеграл от произведения) — выход реакции Y:

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

где $\sigma(E)$ — значение сечения реакции при энергии фотонов E с энергетическим порогом E_{th} ; $W(E_{jm}, E)$ — спектр тормозного γ -излучения с верхней границей E_{jm} ; $N(E_{jm})$ — число событий реакции; $D(E_{jm})$ — доза γ -излучения; ε — эффективность детектора; α — нормировочная константа.

Информация о сечении реакции σ из данных о ее выходе Y извлекается с помощью одного из многих специально разработанных математических



Рис. 1. Сравнение аппаратных функций (эффективных спектров фотонов) различных методов получения информации о сечении фотоядерной реакции: ТИ – спектр тормозного γ -излучения (пример для $E_{\gamma}^{\max} = 11$ МэВ); КМА – спектр КМА-фотонов (ширина аннигиляционной линии) – 350 кэВ); ПЛ – аппаратная функция метода Пенфолда–Лейсса (шаг обработки – 100 кэВ); РГЛ – аппаратная функция метода регуляризации Тихонова (шаг обработки – 50 кэВ); МР – аппаратная функция метода редукции (разрешение – 50 кэВ); ГС – гауссиан с шириной 50 кэВ.

методов (разности фотонов, обратной матрицы, Пенфолда-Лейсса, наименьшей структуры Кука, регуляризации Тихонова, редукции и др.). Процедуры обработки значений У в этих методах построены таким образом, чтобы эффективный спектр $F(E_{im}, E)$ фотонов, вызывающих реакцию (аппаратная функция метода, функция разрешения), был достаточно хорошо локализован (рис. 1). Ширина квазимоноэнергетической линии в аппаратной функции большинства экспериментов вблизи тех энергий фотонов, при которых определяются значения сечения σ , составляет 100-200 кэВ. Таким образом, при использовании одного из методов определения сечения реакции $\sigma(E)$ по ее экспериментальному выходу $Y(E_{jm})$ реально получается информация об оцененном сечении

$$\sigma^{\text{oueh.}}(E) = \int F(E_{jm}, E) \sigma(E) dE, \qquad (2)$$

отличающемся от искомого сечения $\sigma(E)$ настолько, насколько $F(E_{im}, E)$ отличается от δ -функции.

Следует отметить два важных для дальнейших обсуждений обстоятельства:

сложные формы аппаратных функций методов извлечения информации о сечении реакции из ее экспериментального выхода, безусловно, вносят искажения в определяемое сечение и погрешности в оценку реально достигаемого энергетического разрешения;

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 67 № 12 2004

вследствие достаточно хорошей локализованности по энергии основных линий аппаратных функций ТИ-экспериментов полученные в них результаты, несмотря на некоторые очевидные недостатки, тем не менее, могут быть интерпретированы именно как искомое сечение реакции.

1.2. Эксперименты с квазимоноэнергетическими фотонами, полученными при аннигиляции на лету релятивистских позитронов

Необходимость решения неустойчивой обратной задачи (интегрального уравнения (1)) с самого начала фотоядерных исследований стимулировала поиски альтернативных методов создания условий, при которых квазимоноэнергетичность эффективного спектра фотонов, вызывающих реакцию, достигалась бы непосредственно в эксперименте. Одним из них стал метод получения квазимоноэнергетических фотонов при аннигиляции на лету ускоренных позитронов, основанный на том, что при аннигиляции релятивистских позитронов в мишени-конверторе в переднюю полусферу вылетают фотоны с энергией, локализованной в относительно узкой области. Такие фотоны непременно сопровождаются фотонами тормозного излучения позитронов, спектр которых аналогичен (имеются основания предполагать, что идентичен) спектру тормозного у-излучения электронов, вследствие чего для определения сечения вызываемой такими



Рис. 2. Экспериментальные данные [15] (выходы реакции ⁶³Cu(γ , n)⁶²Cu, точки \times) и смоделированные эффективные спектры фотонов (кривые): a – результат КМА-эксперимента (разность выходов $Y_{e^+}(E_j)$ – $-Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(E)$ (2)) и соответствующая разность спектров фотонов, образуемых позитронами и электронами; δ – выход $Y_{e^-}(E_j)$ (2) эксперимента на ТИ-пучке от электронов и соответствующий спектр фотонов; s – выход $Y_{e^+}(E_j)$ (2) эксперимента на пучке фотонов, образуемых суммой ТИ- и КМА-фотонов от позитронов, а также соответствующий суммарный спектр фотонов.

фотонами реакции была предложена разностная схема эксперимента, включающая в себя три этапа измерений (рис. 2):

1) измерение выхода $Y_{e^+}(E_j)$ (1) реакции на пучке фотонов, спектр которых представляет собой сумму тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, образуемых позитронами;

2) измерение выхода $Y_{e^-}(E_j)$ (1) реакции на пучке фотонов тормозного γ -излучения от электронов;

 получение (после соответствующей нормировки) разности измеренных выходов

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

которая в предположении, что спектры тормозного излучения позитронов и электронов идентичны, а расчетная ширина аннигиляционной линии относительно невелика, и интерпретируется как сечение $\sigma(E)$.

По смыслу определения разность выходов реакции (3) отвечает эксперименту, аппаратная функция $F(E_{im}, E)$ (2) которого представляет собой разность двух соответствующих экспериментальных спектров фотонов, в предположении об идентичности спектров тормозного излучения позитронов и электронов - линию от аннигилирующих позитронов. Однако очевидно, что в отличие от ситуации с ТИ-экспериментами, в которых аппаратная функция метода рассчитывается независимо от условий конкретного эксперимента (более того, как правило, в эксперименте по возможности создаются именно такие условия, для которых был рассчитан ТИ-спектр), в КМА-экспериментах аппаратная функция получается фактически каждый раз заново. При этом, если форма рассчитываемой аннигиляционной линии [1, 5, 17] зависит лишь от условий (энергетических и геометрических) процесса аннигиляции фотонов на лету, форма аппаратной функции эксперимента в целом зависит еще и от того, насколько точно измерены и отнормированы относительно друг друга экспериментальные выходы реакции (3). Точность же такой взаимной нормировки невысока, поскольку аннигиляционные фотоны получаются в многоступенчатом процессе (рождение электронами в специальной мишени тормозных фотонов $e^- +$ $+A \rightarrow A + e^{-} + \gamma$; рождение фотонами тормозного γ -излучения электрон-позитронных пар $\gamma + A \rightarrow$ $\rightarrow A + e^- + e^+$; аннигиляция образовавшихся позитронов $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$), вследствие чего интенсивность "пучка" квазимоноэнергетических фотонов весьма невелика.

Отмеченные обстоятельства приводят к тому, что форма аппаратной функции $F(E_{jm}, E)$ (рис. 1, 2) в КМА-экспериментах существенно отличается от простой, симметричной аннигиляционной линии [1, 5, 17]:

вследствие недостаточно тонкой аннигиляционной мишени линия существенно асимметрична (спад в сторону малых энергий сильно затянут);

аппаратная функция в целом, по существу, не локализована по энергии (в спектре кроме аннигиляционной линии присутствуют посторонние протяженные по энергии вклады — подложка и "хвост" тормозного излучения).

Упомянутые "посторонние" вклады не только существенно затрудняют оценку реально достигаемого энергетического разрешения, но вследствие присутствия "лишних" фотонов в спектре вблизи аннигиляционной линии приводят к заметным





Рис. 3. Сравнение сечений реакции ¹⁶О(γ , *xn*), полученных в ТИ-эксперименте (энергетическое разрешение 200 кэВ) [18] и в двух КМА-экспериментах, выполненных в Саклэ (заявлено разрешение 180–280 кэВ)[19] и Ливерморе (заявлено разрешение 200–300 кэВ)[20].

расхождениям КМА- и ТИ-сечений реакций по амплитуде, а вследствие смещения центра тяжести спектра от максимума аннигиляционной линии — к расхождениям энергетических положений. Оценка реально достигаемого разрешения такого "сечения" оказывается весьма затруднительной, а вопрос о том, насколько оно совпадает с его оценкой по расчетной ширине аннигиляционной линии в спектре фотонов, — по существу не проясненным.

При этом следует отметить и то обстоятельство, что ширина аннигиляционной линии в большинстве выполненных экспериментов оказывается весьма значительной ~250-400 кэВ (иногда до 500, реже 150-300 кэВ) вследствие использования достаточно толстой аннигиляционной мишени, чего требует низкая интенсивность многоступенчатого процесса получения аннигиляционных фотонов. Все это оказывает существенное влияние на "моноэнергетичность" квазимоноэнергетических фотонов.

2. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ РАЗЛИЧИЯ СЕЧЕНИЙ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ В ТИ- И КМА-ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Различие аппаратных функций экспериментов означает по существу различие условий получения ТИ- и КМА-результатов, в обоих случаях интерпретируемых как сечения реакции, и находит вполне естественное выражение в том, что результаты ТИ- и КМА-экспериментов, в которых к

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 67 № 12 2004

настоящему времени получено подавляющее большинство данных о сечениях фотоядерных реакций, систематически заметно различаются [1, 5].

В качестве типичного примера проявления отмеченных выше расхождений на рис. 3 проводится сравнение данных для сечения реакции ${}^{16}O(\gamma, xn)$, полученных в ТИ- [18] и КМА-экспериментах (Саклэ, Франция [19] и Ливермор, США [20]). В сечениях реакции, для которых заявлено достаточно высокое энергетическое разрешение (200 [18], 180-280 [19] и 200-300 кэВ [20]), отчетливо проявляются мощные резонансы. Хорошо видно, что, хотя практически все характерные особенности (максимумы и минимумы) присутствуют во всех трех сравниваемых сечениях, они в полном соответствии со сказанным выше различаются по форме. Несмотря на то что в данном случае приводимые авторами [19, 20] оценки энергетического разрешения для КМА-сечений близки к разрешению ТИ-эксперимента, оба КМА-сечения представляют собой как бы сглаженные версии ТИсечения [18]: в них все резонансы имеют существенно меньшие амплитуды и большие ширины. Это не может не отражаться и на соотношении интегральных сечений. Так, интегральные сечения из работ [18, 19] в общей области энергий до 25 МэВ оказываются достаточно близкими друг к другу (соответственно 36.91 и 34.6 МэВ мбн). В то же время интегральное сечение [20], 27.92 МэВ мбн, заметно от них отличается. Согласно результатам



Рис. 4. Систематика данных о величине параметра *S*/*S*_L сечения полной фотонейтронной реакции для различных ядер: ТИ-данные ([∞] – Москва, [∞] – Мельбурн, [∞] – другие); КМА-данные ([×] – Саклэ, ⁺ – Гессен, [×] – другие); МФ-данные ([×] – Иллинойс).

анализа большого количества данных по абсолютным величинам сечения полной фотонейтронной реакции (γ , xn)[7, 8] для приведения КМА-данных, полученных в Ливерморе, в соответствие с общей систематикой необходима их дополнительная нормировка. Определенный по полной систематике нормировочный коэффициент 1.12 приводит к значению интегрального сечения [20] 31.27 МэВ мбн, существенно лучше согласующемуся с данными [18, 19].

Более точное количественное представление о масштабе обсуждаемых расхождений дает детальное сравнение [21] соотношений амплитуд ($A_{\rm TH}/A_{\rm KMA}$) и ширин ($\Gamma_{\rm TH}/\Gamma_{\rm KMA}$) всех резонансов, которые идентифицировались в сечениях реакции на другом изотопе кислорода ¹⁸O(γ , xn), полученных в экспериментах ТИ (Мельбурн, Австралия [21]) и КМА (Ливермор, США [22]). При всей условности процедуры определения ширин и амплитуд резонансов в сечениях, имеющих сложную структуру, практически все резонансы в КМА-сечении имеют меньшую амплитуду ($\langle A_{\rm TH}/A_{\rm KMA} \rangle = 1.17$) и бо́льшую ширину ($\langle \Gamma_{\rm KMA}/\Gamma_{\rm TH} \rangle = 1.35$), чем резонансы в ТИ-сечении.

Общий характер зависимости проявления структурных особенностей сечения от метода его получения иллюстрирует систематика специально введенного параметра "структурности" *S*, который описывает в целом отклонения каждого сечения реакции от него самого же, но сильно (с шагом $\Delta = 1 \text{ M}$ эB) сглаженного:

$$S = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \frac{(\sigma_i - \langle \sigma_i \rangle)^2}{\langle\!\langle \sigma \rangle\!\rangle^2},$$
(4)

$$\langle \sigma_i \rangle = \frac{1}{\Delta} \int_{E_i - \Delta/2}^{E_i + \Delta/2} \sigma(E) dE, \qquad (5)$$

$$\langle \langle \sigma \rangle \rangle = \frac{1}{D} \int_{D} \sigma(E) dE,$$
 (6)

где *D* – вся энергетическая область сравниваемых сечений.

На рис. 4 представлены отношения S/S_L (значения S рассчитаны по данным разных лабораторий, значения S_L — по КМА-данным Ливермора, при отсутствии для некоторых ядер данных Ливермора отношения S/S_S и S/S_G рассчитывались по КМА-данным Саклэ и Гессена (Германия)). Видно, что среди всех проанализированных данных по характеру проявления структурных особенностей отчетливо выделяются две группы: КМА-сечения (среднее значение $\langle S/S_L \rangle = 1.22 \rangle$ и ТИ-сечения

 $(\langle S/S_L \rangle = 4.35)$. Следует особо обратить внимание на то обстоятельство, что для всех КМАсечений значения параметра S/S_L (S/S_S и S/S_G) достаточно кучно расположены вблизи единицы. Это означает, что во всех трех КМА-лабораториях (Ливермор, Саклэ и Гессен) оценка энергетического разрешения эксперимента по ширине аннигиляционной линии (в большинстве случаев 250– 400, иногда 500, реже 150–300 кэВ) не приводит к выявлению реальной структуры ГДР: все КМАсечения оказываются существенно (с разрешением ~1 МэВ) "переглаженными".

Это подтверждается и тем обстоятельством, что по величине обсуждаемого параметра ($\langle S/S_L \rangle =$ = 4.22) данные [23], полученные в Иллинойсе (США) с помощью пучка меченых фотонов (МФ), существенно превосходят КМА-данные, оказываясь близкими к ТИ-данным. Поскольку МФаппаратная функция представляет собой по сути, правильную гауссову линию, это свидетельствует о том, что ТИ-данные существенно лучше отражают реальную структуру сечений, чем КМА-данные.

3. КОРРЕКТИРОВКА РЕЗУЛЬТАТОВ КМА-ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ФОРМУ ЭФФЕКТИВНОГО ФОТОННОГО СПЕКТРА И ОЦЕНКА РЕАЛЬНО ДОСТИГАЕМОГО В НИХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Как уже отмечалось, ранее было показано [6– 14], что заметное отличие аппаратной функции конкретного эксперимента от близкой к идеальной (например, гауссовой линии с небольшой шириной) приводит к тому, что его результат всегда представляет, по существу, не сечение реакции, а лишь ее выход — свертку сечения (2) с эффективным спектром фотонов $F(E_{jm}, E)$. Очевидно, что возможность интерпретации такой свертки как сечения реакции прямо зависит от формы эффективного фотонного спектра.

Так, свертка ТИ-сечения с аппаратной функцией одного из наиболее распространенных методов его восстановления из экспериментального выхода (рис. 1) вследствие достаточной локализации этой аппаратной функции может быть интерпретирована как сечение, хотя и несколько искаженное в связи с тем, что формы используемых аппаратных функций не являются правильными, например гауссовыми. Собственно говоря, сам ТИ-выход (1) реакции тоже может быть интерпретирован как сечение реакции, только измеренное с аппаратной функцией, ширина которой очень велика (стремится к бесконечности).

В то же время ситуация с результатами КМАэкспериментов оказывается существенно более

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 67 № 12 2004

сложной: и по способу определения (3), и вследствие протяженных "посторонних" вкладов (рис. 1, 2) в аппаратную функцию они представляют собой по существу не собственно локализованные по энергии сечения, а вновь лишь выходы реакции. Для получения данных о сечении реакции требуется корректировка результатов на форму этой аппаратной функции. В работах [6-14] для подобной корректировки использовался метод редукции [24, 25]. Такой метод позволяет относительно просто не только преобразовывать сечение реакции от его вида при определенной форме эффективного спектра фотонов $F(E_{im}, E)$ к виду, который это сечение имело бы при другой форме фотонного спектра, например при правильной форме гауссовой кривой, но и прямо рассчитывать погрешности оцененного сечения.

3.1. Метод редукции

Очень кратко суть метода редукции [24, 25] может быть описана следующим образом. Интегральное уравнение (1) для различных фотоядерных экспериментов представляется в матричном виде (модель [A, Σ]), при этом связь выхода реакции с ее сечением описывается следующим соотношением:

$$y = A\sigma + \nu, \tag{7}$$

где y — экспериментальный выход реакции; A — аппаратная функция прибора, при поступлении на вход которого сигнала σ на выходе получается сигнал y; σ — сечение реакции; ν — шум, ν_i — случайные ошибки значений Y_i такие, что $\Delta Y_i^2 = M(\nu_i)^2 = M((\nu_i - M\nu_i)^2)$ — математическое ожидание, а вектор ошибки характеризуется корреляционной матрицей

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \Delta Y_1^2 & \dots & 0 \\ & \Delta Y_2^2 & \dots & \\ & & \dots & \\ & & \dots & \\ 0 & & \dots & \Delta Y_n^2 \end{pmatrix}$$
(8)

Метод редукции [24, 25] в модели с минимизацией погрешности позволяет найти оператор R (здесь и далее символ "()⁻"обозначает операцию псевдо-инверсии):

$$R = U(\Sigma^{-1/2}A)^{-}\Sigma^{-1/2} = U(A^{*}\Sigma^{-1}A)^{-}A^{*}\Sigma^{-1},$$
(9)

такой, который для минимального уровня погреш-ностей

$$M||Ry - U\sigma|| = \min \tag{10}$$

и при условии существования решения для любого σ

$$RA = U \tag{11}$$

позволяет получить вектор

$$Ry = R(A\sigma + \nu) = U\sigma +$$

$$+ (RA - U)\sigma + R\nu = \sigma^{\text{oueh.}},$$
(12)

интерпретируемый как искаженный шумом $\nu^{\text{оцен.}} = R\nu$ результат измерения сечения σ с помощью прибора заданного качества U:

$$\sigma^{\text{OLIGH.}} = Ry = U\sigma + R\nu. \tag{13}$$

Погрешность оцененного сечения

$$\nu^{\text{оцен.}} = R\nu = G^{1/2} \tag{14}$$

определяется ковариационной матрицей Σ:

$$G = R\Sigma R^* = (A^* \Sigma^{-1} A)^-.$$
 (15)

Сравнение соотношения (13) с (2) показывает, что прибором заданного качества U может являться, например, такой прибор, аппаратная функция (функция разрешения) которого представляет собой гауссиан с заданной шириной $U = \int F(E_{im}, E) dE$.

Соотношения (12)-(15) и определяют решение задачи редукции: найти оптимально-моноэнергетическое представление сечения реакции по информации, содержащейся в выходе реакции, - сечение реакции при моноэнергетическом эффективном спектре фотонов с определенным энергетическим разрешением. Очевидно, что описанный метод не есть метод решения неустойчивой обратной задачи - интегрального уравнения (1). Он представляет собой метод трансформации сечения реакции, "измеренного" с помощью "прибора" с аппаратной функцией А, к виду, который это сечение имело бы, если бы было "измерено" с помощью другого "прибора" с иной (лучшей) аппаратной функцией *U* (применительно к ТИ-экспериментам выход *Y* есть сечение, "измеренное прибором" с аппаратной функцией W (1)).

3.2. Новые данные по сечениям реакций 63 Cu $(\gamma, n)^{62}$ Cu и 197 Au (γ, xn) , полученные с помощью обработки по методу редукции результатов КМА-экспериментов

Как было показано, результат реального КМАэксперимента представляет собой разность (2) двух независимых измерений, каждое из которых близко к измерениям типичного ТИ-эксперимента. В этой связи ответ на вопрос, насколько именно реальное разрешение КМА-эксперимента отличается от его традиционной оценки по ширине аннигиляционной линии, может быть получен из детального сравнения результатов таких измерений между собой и с результатами типичного ТИэксперимента. В итоге поиска по всем возможным печатным источникам [1–4] и имеющимся базам данных [26] было обнаружено всего две такие работы [15, 16]. На практически идентичных (различались лишь методы детектирования продуктов реакций) установках (Сан-Диего и Ливермор, США) по схеме типичного КМА-эксперимента определялись сечения реакций соответственно 63 Cu(γ , n) 62 Cu и 197 Au(γ , xn).

С помощью метода редукции (8)–(11) [24, 25] были раздельно обработаны [27–29] все опубликованные (промежуточные и окончательные (2)) результаты измерений, использованные для получения информации о сечении реакции 63 Cu(γ , n) 62 Cu [15] (они представлены на рис. 2 вместе с соответствующими измерениям аппаратными функциями) и 197 Au(γ , xn)[16]:

выход реакции $Y_{e^-}(E_j)$, измеренный на пучке тормозного γ -излучения электронов (результат типичного ТИ-эксперимента);

выход реакции $Y_{e^+}(E_j)$, измеренный на пучке фотонов, в состав которого входят фотоны как от тормозного γ -излучения, так и от аннигиляции позитронов (результат, весьма близкий к результату типичного ТИ-эксперимента);

разность (3) выходов $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$, которая в традиционном КМА-эксперименте и интерпретируется как искомое сечение реакции.

Для обоих ядер все три сечения реакции, оцененные с помощью метода редукции по промежуточным и окончательному (3) результатам эксперимента в идентичных условиях (одна и та же форма аппаратной функции с точно определенным энергетическим разрешением), сравнивались между собой (и с результатами типичных ТИэкспериментов [30, 31], также преобразованных к соответствующему разрешению). Для детального сравнения использовалось несколько обобщенных параметров [27–29]:

интегральное сечение $\sigma^{\text{инт}}$;

энергетический центр тяжести *E*_{ц.т};

сумма погрешностей Σ;

структурность S(4)-(6);

информативность I (параметр, в определенном смысле описывающий увеличение количества информации в сечении при уменьшении в нем погрешностей ν и улучшении энергетического разрешения (уменьшении величины ΔE):

$$I = \frac{1}{N\Delta E} \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{\nu_i}.$$
 (16)

№ п/п	Анализируемые результаты	<i>Е</i> _{ц.т} , МэВ	σ ^{инт} , МэВ мбн	Σ, мбн	<i>I</i> , (МэВ мбн) ⁻¹	<i>S</i> , отн.ед.	$\Delta E,$ МэВ			
63 Cu $(\gamma, n)^{62}$ Cu										
1	Результат эксперимента [30] на пучке тормозного γ -излучения (рис. $5a$)	17.8	658	34	422	319	0.21			
2	Результат обработки выхода $Y_{e^-}(E_j)$ (рис. 56)	18.0	497	39	371	308	0.21			
3	Результат обработки выхода $Y_{e^+}(E_j)$ (рис. 5 e)	17.9	497	35	435	264	0.21			
4	Результат обработки выхода $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ (рис. 5г)	17.8	497	36	426	272	0.21			
5	Результат работы [15] — выход $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ (рис. 5 ∂)	17.8	497	32	77	67	0.2-0.4*			
$^{197}\mathrm{Au}(\gamma,xn)$										
6	Результат эксперимента [31] на пучке тормозного γ -излучения	15.4	3660	288	45	193	0.5			
7	Результат обработки выхода $Y_{e^-}(E_j)$	15.2	2970	235	96	301	0.24			
8	Результат обработки выхода $Y_{e^+}(E_j)$	15.6	2970	247	103	229	0.24			
9	Результат обработки выхода $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$	15.4	297	212	98	175	0.24			
10	Результат работы [16] — выход $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$	15.3	2970	244	49	74	0.4**			

Таблица 1. Обобщенные характеристики сечений реакций 63 Cu(γ , n) 62 Cu и 197 Au(γ , xn), полученных с помощью различных эффективных фотонных спектров соответственно в работах [15 и 16]

* Энергетическое разрешение, заявленное авторами [15].

** Энергетическое разрешение, заявленное авторами [16].

Данные табл. 1 позволяют детально сравнить обобщенные характеристики КМА-сечений реакции [15, 16] до и после их обработки с использованием метода редукции с характеристиками соответствующих экспериментальных ТИ-сечений [30, 31] и сделать целый ряд определенных выводов [27– 29] об их реальном энергетическом разрешении.

Наиболее существенными выводами [27–29] из тех, которые могут быть сделаны на основании приведенных результатов, являются следующие $(\Sigma - в \, {\rm мбн}, I - в \, (M
ightarrow B \, {\rm мбн})^{-1}, S - в \, {\rm отн. ед.})$:

сильно различающиеся результаты существенно разных экспериментов после обработки с помощью метода редукции оказываются близкими друг к другу по всем рассматриваемым параметрам (разброс значений Σ — от 35 до 39 для Cu (строки 2–4) и от 212 до 247 для Au (строки 7–9), I — от 371 до 435 для Cu (строки 2–4) и от 96 до 103 для Au (строки 7–9), S — от 264 до 308 для Cu (строки 2–4) и от 175 до 301 для Au (строки 7–9);

по всем параметрам обработанные по методу редукции результаты (2) КМА-экспериментов при сравнимом уровне погрешностей практически не

отличаются от всех остальных результатов аналогичной обработки (для Cu[15] $\Sigma = 36$, I = 426, S = 272 (строка 4), для Au [16] $\Sigma = 212$, I = 98, S = 175 (строка 9));

по всем параметрам опубликованные результаты (2) КМА-экспериментов при том же практически уровне погрешностей драматически отличаются от всех результатов обработки по методу редукции — это основной вывод (для Cu [15] $\Sigma = 32$, I = 77, S = 67 (строка 5), для Au [16] $\Sigma = 244$, I = 49, S = 74 (строка 10));

по всем анализируемым параметрам данные для ядра Cu, полученные с помощью метода редукции, оказываются сравнимыми с результатами TU-эксперимента [15], приведенными к достаточно высокому достигнутому энергетическому разрешению $\Delta E = 210$ кэB; в случае ядра Au полученные данные оказываются существенно лучше результатов TU-эксперимента [16], что вполне естественно, поскольку он был выполнен с разрешением всего $\Delta E = 500$ кэB.

Таким образом, при сравнимых уровнях погрешностей исходные результаты (2) КМАэкспериментов имеют существенно (в несколько



Рис. 5. Сравнение сечений реакции 63 Си $(\gamma, n){}^{62}$ Си, полученных разными способами: а – результат ТИ-эксперимента [30] (энергетическое разрешение 210 кэВ); б-после обработки по методу редукции для разрешения 210 кэВ промежуточного результата работы [15] — КМА-выхода $Y_{e^-}(E_j)$; e — после обработки по методу редукции для разрешения 210 кэВ промежуточного результата работы [15]-КМА-выхода $Y_{e^+}(E_j)$; *г* – после обработки по методу редукции для разрешения 210 кэВ окончательного результата (2) работы [15]-разности выходов $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j);$ ∂ — окончательный результат (2) работы [15]-разность выходов $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(E)$ для которого заявлено разрешение 200-400 кэВ.

раз) меньшие значения параметров структурности S и информативности I по сравнению с результатами обработки с помощью метода редукции для того же энергетического разрешения, которое было заявлено для исходных данных. Из этого с очевидностью следует, что реально в экспериментах [15, 16] было достигнуто разрешение, приблизительно во столько же раз (для Си в 5.5 раза (= 426/77), для Au в 2 раза (= 98/49)) худшее.

С целью уточнения, какими могут быть реальные значения энергетического разрешения КМАэкспериментов, для обоих ядер все четыре сравниваемых сечения (по одному ТИ-сечению [30, 31]

и по три результата обработки с помощью метода редукции КМА-сечений [15, 16]) сглаживались с помощью гауссианов различной ширины (ΔE) до тех пор, пока не было достигнуто наилучшее согласие ($\chi^2 = \min$) каждого из них с пятым обсуждаемым сечением – результатом (2) соответствующего КМА-эксперимента [15, 16]. Для ядра Си наилучшее согласие с сечением из работы [15] было достигнуто для ширины заглаживающего гауссиана $\Delta E = 1.2 - 1.3$ МэВ при значении $\chi^2_{\rm min} =$ = 0.03-0.05. Для ядра Au [16] эти значения равны соответственно $\Delta E = 1.6$ МэВ и $\chi^2_{min} = 0.11-0.18$. Вывод, который может быть сделан из полученных данных, заключается в том, что ширина сглаживающего гауссиана ΔE и определяет энергетическое разрешение, реально достигнутое в КМАэксперименте. Оно в 3-4 раза превышает его оценку, сделанную авторами на основе расчетной ширины аннигиляционной линии в спектре фотонов, производимых позитронным пучком, и согласуется с систематикой [6], представленной на рис. 4. Низкое (1.2-1.6 МэВ) реальное энергетическое разрешение КМА-экспериментов и не позволяет выделить в сечениях реакций, полученных в [15, 16] структурные особенности, подобные тем, которые наблюдаются в сечениях, полученных в ТИэкспериментах, несмотря на близость заявляемых значений (~200 кэВ) энергетического разрешения. Очевидно, что подобные структурные особенности могут проявиться лишь в сечении, реальное разрешение которого будет близко к значению ~200 кэВ, что и наблюдается в сечениях, полученных после обработки по методу редукции.

На рис. 5 хорошо видно, какие именно структурные особенности проявляются [27-29] в сечении реакции 63 Cu(γ, n) 62 Cu, полученном из результата (2) КМИ-эксперимента [15] с помощью метода редукции для аппаратной функции в виде гауссовой кривой с шириной 0.21 МэВ. Все три полученных с помощью метода редукции сечения имеют достаточно отчетливо выраженные структурные особенности, характеристики которых хорошо согласуются (табл. 2) между собой (их положения по энергии согласуются также и с положениями резонансов в сечении из работы [30], сглаженном для достижения такого же разрешения (абсолютная нормировка не проводилась)). Достаточно хорошо согласуются [27, 28] между собой и структурные особенности полученных с помощью метода редукции соответствующих сечений реакции 197 Au(γ , xn).

На основании всего сказанного очевидно, почему обсуждаемые структурные особенности не проявляются в опубликованных результатах работ [15,

Энергия	Сечения реакции, полученные с помощью метода редукции, мбн						
резонанса $E_{\gamma},$ МэВ	ТИ-сечение [30]*	ҚМА-выход $Y_{e^-}(E_j)$ [15]	ҚМА-выход $Y_{e^+}(E_j)$ [15]	КМА-выход $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ [15]			
15.8-16.1	112	61	57	53			
16.7-16.9	95	55	70	70			
17.7-18.0	104	68	64	68			
19.3-19.5	94	51	50	52			
21.7-22.0	50	45	20	28			

Таблица 2. Сравнение энергетических положений и амплитуд структурных особенностей сечений реакции 63 Cu(γ , n) 62 Cu, полученных из результатов разных экспериментов после обработки с помощью метода редукции для энергетического разрешения $\Delta E = 0.21$ МэВ

* Нормировка абсолютной величины сечения реакции не проводилась.

16]: эти результаты не могут быть интерпретированы как сечения с заявленными значениями энергетического разрешения (0.2-0.4 МэВ). Результаты [15, 16] следует интерпретировать либо как выходы (свертки сечений с эффективными фотонными спектрами сложной формы, а следовательно, как результаты с существенно более плохим разрешением), либо как сечения, но полученные с разрешением всего лишь ~1.2-1.6 МэВ. Следует еще раз особо подчеркнуть то обстоятельство, что при соответствующей обработке этих сечений (преобразованию их к виду, который они имели бы при заявленном разрешении) в них также отчетливо проявляются (на примере реакции 63 Cu(γ , n) 62 Cu, см. рис. 5 и табл. 2) соответствующие структурные особенности.

Очевидно, что выявленное значительное (в несколько раз) отличие реального разрешения КМА-экспериментов от его оценки по расчетной ширине аннигиляционной линии в эффективном спектре фотонов приводит к значительному искажению (по существу к потере) информации о структуре сечений фотоядерных реакций, которая должна была бы содержаться в экспериментах с таким разрешением. Таким образом, причина известных систематических расхождений результатов экспериментов с различными фотонными пучками оказывается довольно простой: данные КМА-экспериментов сильно сглажены по сравнению с результатами ТИ-экспериментов.

3.3. Проявление структурных особенностей сечения фотоядерной реакции в зависимости от энергетического разрешения на примере данных по реакции ¹⁶O(γ, xn)

Результаты выполненных исследований напрямую связывают проблему проявления структурных

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 67 № 12 2004

особенностей в экспериментальных сечениях реакций с реально достигаемым энергетическим разрешением. Для того чтобы количественно проследить такую связь, была выполнена обработка с помощью метода редукции двух КМА-сечений реакции ¹⁶О(*γ*, *xn*) [19, 20], которые были представлены на рис. З в качестве примера типичных расхождений между результатами разных экспериментов. Оба КМА-сечения для относительно легкого ядра содержат отчетливые и легко идентифицируемые структурные особенности, позволяющие достаточно надежно проследить изменение их формы в зависимости от ширины соответствующей аппаратной функции. Полученные для разных энергетических разрешений сечения реакции на рис. 6 (как и на рис. 3) сравниваются с результатом [18] ТИэксперимента. И по форме проявляющихся резонансов, и по значениям параметра структурности S

Таблица 3. Сравнение значений параметра структурности S (в отн. ед.) для сечений реакции ${}^{16}O(\gamma, xn)$, полученных с помощью метода редукции для различных энергетических разрешений ΔE

ΔE , кэ ${ m B}$	ТИ[18]	KMA [19]	KMA [20]
Исходное (заявленное):			
150	270	_	
200-300		95	
180-280			80
Достигнутое:			
250		180	154
200		212	192
150		246	239



Рис. 6. Сравнение сечений реакции ¹⁶ O(γ , xn), полученных с помощью метода редукции из результатов (2) КМАэкспериментов [19] (слева) и [20] (справа) – точки ×, с результатами ТИ-эксперимента [18] – сплошные кривые: a, d – заявленное разрешение КМА-экспериментов соответственно [19] $\Delta E = 200-300$ кэВ и [20] $\Delta E = 180-280$ кэВ, ТИэксперимента – 200 кэВ; δ , e – достигнутое разрешение $\Delta E = 250$ кэВ; e, π – достигнутое разрешение $\Delta E = 200$ кэВ; e, 3 – достигнутое разрешение $\Delta E = 150$ кэВ.

(4)—(6), представленным в табл. 3, понятно (рис. 6a и 6 π), какой вид имели бы результаты обоих КМАэкспериментов [19, 20], если бы реально достигнутое в них разрешение было близким к заявленному. Таким образом, единая интерпретация (оптимально моноэнергетическое представление при близких значениях энергетического разрешения) результатов разных экспериментов практически снимает проблемы их систематических расхождений и надежности выявляемых структурных особенностей в сечениях реакций, исследованию которых и была по существу посвящена настоящая работа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты выполненных исследований ставят под сомнение то, что энергетическое разрешение КМА-экспериментов определяется расчетной шириной (рис. 1, 2) аннигиляционной линии в эффективном спектре фотонов, вызывающих реакцию, и позволяют сделать следующие выводы:

реально достигаемое энергетическое разрешение большинства КМА-экспериментов существенно (в несколько раз) превышает заявляемое значение этого разрешения, оцениваемое по расчетной ширине аннигиляционной линии, и достигает величины 1.2—1.6 МэВ;

причина обсуждаемых известных систематических расхождений результатов экспериментов с различными фотонными пучками довольно простая: КМА-сечения реакций сильно сглажены по сравнению с результатами ТИ-экспериментов квазимоноэнергетические фотоны оказываются недостаточно "моноэнергетическими" для детальных исследований сечений фотоядерных реакций;

довольно низкое реально достигаемое разрешение по энергии приводит к значительному искажению (потере) информации о структуре сечений фотоядерных реакций, которая должна была бы проявляться в экспериментах с заявляемым разрешением;

потерянная в окончательном результате (2) $(Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j))$ типичного разностного КМАэксперимента информация о сечении реакции может быть восстановлена с помощью обработки (например, с помощью метода редукции) за счет привнесения дополнительной информации о форме реального фотонного спектра;

близкие по форме, величине и энергетическому разрешению данные о сечении реакции как с заявленным (~300 кэВ), так и с более высоким энергетическим разрешением могут быть при такой обработке получены не только из окончательного (разности $\sigma(E) \approx Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - -Y_{e^-}(E_j)(2)$), но также и из обоих промежуточных $(Y_{e^+}(E_j) \mu Y_{e^-}(E_j))$ результатов измерений.

Следует особо отметить, что один из упомянутых выше промежуточных результатов ($Y_{e^{-}}(E_i)$) КМА-эксперимента (2) представляет собой не что иное, как выход реакции обычного ТИэксперимента. Небольшое отличие состоит в том, что в данном случае в качестве источника фотонов используется мишень (она же-конвертор для аннигиляции позитронов) не из тяжелого, а из легкого элемента. Это отличие существенно снижает интенсивность пучка фотонов, а следовательно, и статистическую точность измерения выхода реакции $Y_{e^{-}}(E_i)$. Здесь уместно еще раз упомянуть, что интенсивность пучка фотонов от позитронов очень низка (аннигиляция — многоступенчатый процесс), вследствие чего статистическая точность выхода $Y_{e^+}(E_i)$ оказывается также весьма низкой. К чему приводит интерпретация разности измеренных в таких условиях экспериментальных выходов $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ в качестве искомого сечения реакции, показано в настоящей работе.

Все сказанное вместе с результатами ранее выполненных работ [6–14, 27–29], в которых изучено влияние формы аппаратной функции (эффективного спектра фотонов) КМА-эксперимента на параметры полученного сечения, приводит к определенной переоценке взаимных преимуществ

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА том 67 № 12 2004

и недостатков двух основных методов экспериментальных исследований фотоядерных реакций. Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что при проведении детальных исследований сечений фотоядерных реакций сложная и дорогостоящая методика измерений на пучках КМАфотонов не имеет особых (а по существу не имеет никаких!) преимуществ в энергетическом разрешении по сравнению с методикой измерений на пучках тормозного γ -излучения, напротив, она заметно ей в этом качестве уступает. Более того, вследствие существенно более низкой интенсивности пучка КМА-фотонов, вызывающих реакцию, эта методика также существенно уступает методике измерений на пучках ТИ-фотонов и по статистической точности.

Следует отметить еще и то, что в дополнение к практическому отсутствию каких бы то ни было преимуществ методики с использованием КМА-фотонов она оказывается существенно более сложной и дорогой по сравнению с отработанной методикой измерений на пучках ТИ-фотонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables **38**, 199 (1988).
- A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1999).
- E. G. Fuller and H. Gerstenberg, *Photonuclear Data Abstracts Sheets* 1955–1982, NBSIR 83-2742 (U.S.A. National Bureau of Standards, 1986).
- В. В. Варламов, В. В. Сапуненко, М. Е. Степанов, Фотоядерные данные 1976–1995. Указатель (Изд-во МГУ, Москва, 1996).
- 5. B. L. Berman and S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. 47, 713 (1975).
- V. V. Varlamov, N. G. Efimkin, N. A. Lenskaja, and A. P. Chernjaev, Preprint № 89-66/143, MSU INP (Moscow, 1989).
- В. Варламов, Б. С. Ишханов, Тр. Междунар. конф. "Свойства возбужденных состояний атомных ядер и механизмы ядерных реакций", LI Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, 3–8 сент. 2001 г., Тез. докл. (Саров, 2001), с. 180.
- 8. V. V. Varlamov and B. S. Ishkhanov, INDC(CCP)-433, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2002).
- В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Н. Г. Ефимкин, А. П. Черняев, Изв. РАН СССР. Сер. физ. 55, 1021 (1991).
- N. G. Efimkin, B. S. Ishkhanov, Ju. P. Pyt'ev, and V. V. Varlamov, Preprint № 91-35/239, MSU INP (Moscow, 1991).
- В. В. Варламов, Н. Г. Ефимкин, Б. С. Ишханов, В. В. Сапуненко, ВАНиТ, Сер.: Ядерные константы вып. 1, 52 (1993).

- N. G. Efimkin and V. V. Varlamov, in Proceedings of the International Symposium on Nuclear Data Evaluation Methodology, BNL, USA, 12–16 Oct. 1992, ISBN 981-02-1285-2 (World Sci., 1993), p. 585.
- 13. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, М. Е. Степанов, Изв. РАН. Сер. физ. **62**, 1035 (1998).
- В. В. Варламов, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, Изв. РАН. Сер. физ. 65, 1589 (2001).
- R. E. Sund, M. P. Baker, L. A. Kull, and R. B. Walton, Phys. Rev. **176**, 1366 (1968).
- 16. S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, and N. A. Kerr, Phys. Rev. **127**, 1273 (1962).
- Л. З. Джилавян, Н. П. Кучер, В. С. Юрченко, Препринт № П-0252, ИЯИ АН СССР (Москва, 1980).
- Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Е. В. Лазутин и др., ЯФ 12, 892 (1970).
- 19. A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere, *et al.*, Nucl. Phys. A **227**, 513 (1974).
- R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **133B**, 869 (1964); J. T. Caldwell, R. L. Bramblett, B. L. Berman, and R. R. Harvey, Phys. Rev. Lett. **15**, 976 (1965).
- 21. R. E. Pywell, M. N. Thompson, and B. L. Berman, Nucl. Instrum. Methods, **178**, 149 (1980).
- 22. J. G. Woodworth, K. G. McNeill, J. W. Jury, *et al.*, Phys. Rev. C **19**, 1667 (1979).

- 23. L. M. Young, Ph. D. Thesis (University of Illinois, USA, 1972).
- 24. Ю. П. Пытьев, *Методы анализа и интерпрета*ции эксперимента (Изд-во МГУ, Москва, 1990).
- Ю. П. Пытьев, Математические методы интерпретации эксперимента (Высш. шк., Москва, 1989).
- I. N. Boboshin, V. V. Varlamov, E. M. Ivanov, *et al.*, INDC(NDS)-427, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2001), p. 49; http://depni.sinp.msu.ru/cdfe.
- В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, Препринт № 2002-19/703, НИИ-ЯФ МГУ (Москва, 2002).
- В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, М. Е. Степанов, Д. С. Руденко, Тр. 52-го Междунар. совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро-2002", Москва, 18–22 июня 2002 г., Тез. докл., ISBN 5-211-06078-4 (Изд-во МГУ, 2002), с. 207.
- 29. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, М. Е. Степанов, Д. С. Руденко, Изв. РАН, Сер. физ. (в печати).
- Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, Е. М. Лазутин и др., Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия, № 6, 606 (1970).
- E. G. Fuller and M. S. Weiss, Phys. Rev. 112, 560 (1958).

ENERGY RESOLUTION OF EXPERIMENTS WITH QUASIMONOENERGETIC ANNIHILATION PHOTONS AND STRUCTURE OF GIANT DIPOLE RESONANCE

V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, D. S. Rudenko, M. E. Stepanov

Reasons of the well-known systematic discrepancies between the results of photonuclear experiments carried out using the different types of photon beams have been investigated in details. The information for 63 Cu(γ , n) 62 Cu and 197 Au(γ , xn) cross sections obtained at all steps of the traditional experiments with quasimonoenergetic photons from annihilation in flight of relativistic positrons was studied. That information was compared to data of experiments carried out using bremsstrahlung. Data obtained in both types of experiments for the reaction 16 O(γ , xn) were involved in the analysis. It has been shown that a typical subtraction procedure of experiments with quasimonoenergetic annihilation photons makes difficult essentially the estimation of energy resolution really achieved in the experiment, that leads to significant missing of the information on reaction cross section structure.