

В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов

**СТРУКТУРА ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО
РЕЗОНАНСА
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ
КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ФОТОНОВ**

Препринт НИИЯФ МГУ 2002-19/703

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.Ломоносова

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

В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов

СТРУКТУРА ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ
КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ФОТОНОВ

Препринт НИИЯФ МГУ 2002-19/703

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

e-mail: varlamov@depni.sinp.msu.ru

**GIANT DIPOLE RESONANCE STRUCTURE IN EXPERIMENTS
WITH BEAMS OF QUASIMONOENERGETIC PHOTONS.**

Preprint SINP MSU 2002-19/703

Abstract

The reasons of well-known systematic discrepancies of results of photonuclear experiments carried out using beams of quasimonoenergetic photons from annihilating in flight of relativistic positrons and that of bremsstrahlung have been investigated in details. The complete photonuclear reaction cross section information obtained on all steps of quasimonoenergetic photons experiment reaction cross section data obtaining traditional subtraction procedure has been studied. On the base of this information comparison with bremsstrahlung experiments data and theoretical calculations it has been obtained that using of subtraction procedure mentioned leads to the significant missing of the information on the studied reaction cross section structure. It has been shown that for complex (asymmetric line with large low energy background) shape of real photon spectrum (experiment apparatus function) the subtraction procedure decreases in several times the really obtained energy resolution in comparison with its estimation based on the calculated width of annihilation line in the spectrum of photons produced by annihilation positrons.

В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, М.Е.Степанов, Д.В.Руденко.

**СТРУКТУРА ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПУЧКАХ
КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ФОТОНОВ**

Препринт НИИЯФ МГУ 2002-19/703

Аннотация

Детально исследованы причины хорошо известных систематических расхождений результатов фотоядерных экспериментов, проведенных с помощью пучков квазимоноэнергетических фотонов от аннигилирующих на лету релятивистских позитронов, и тормозного γ -излучения. Изучена полная информация о сечениях фотоядерных реакций, получаемая на всех стадиях традиционной разностной процедуры получения данных о сечении реакции в эксперименте с квазимоноэнергетическими фотонами. На основании сравнения этой информации с данными экспериментов с тормозным γ -излучением и результатами теоретических расчетов установлено, что использование разностной процедуры приводит к значительной потере информации о структуре изучаемых сечений реакций. Показано, что использование разностной процедуры при асимметричной форме и значительной низкоэнергетической части эффективного спектра фотонов приводит к ухудшению в несколько раз реально достигаемого энергетического разрешения по сравнению с его оценкой, основывающейся на расчетной ширине аннигиляционной линии в спектре фотонов, образуемых аннигилирующими позитронами.

© В.В.Варламов
© Б.С.Ишханов
© М.Е.Степанов
© Д.С.Руденко
© НИИЯФ МГУ, 2002

ВВЕДЕНИЕ

Большинство известных к настоящему времени сечений фотоядерных реакций получено в экспериментах на пучках тормозного γ -излучения (НИИЯФ Московского университета, НИИМФ Саратовского университета, университет Мельбурна (Австралия), ряд других лабораторий) и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся в результате аннигиляции на лету релятивистских позитронов (Ливермор (США), Саклэ (Франция), Сан-Диего (США) и некоторые другие лаборатории). Кроме них известно еще небольшое количество данных, полученных в экспериментах нескольких других типов, например, на пучках меченых фотонов или при использовании γ -квантов от радиоактивных источников. Наличие существенно различающихся методик определения сечений фотоядерных реакций обусловлено одной из основных трудностей экспериментальных исследований взаимодействий γ -квантов с ядрами - отсутствием интенсивных пучков моноэнергетических фотонов. При проведении экспериментов это приводит к необходимости использовать в них различные специальные методы создания условий, в которых эффективный энергетический спектр фотонов, взаимодействующих с ядром-мишенью, с теми или иными допущениями может рассматриваться как близкий к спектру моноэнергетических фотонов, например:

- аппаратные - например, использование специальных разностных процедур измерений на пучках тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов, методики мечения фотонов путем регистрации их на совпадение с рассеянными в мишени электронами и некоторых других;
- математические - использование различных методов восстановления сечения реакции σ из выхода реакции Y (представляющего собой проинтегрированный по энергии фотона k результат перемножения (свертки) искомого сечения реакции $\sigma(k)$ и фотонного спектра $W(E_{jm}, k)$), измеренного на пучке тормозного γ -излучения,

$$Y(E_{jm}) = \alpha \int_{E_{th}}^{E_{jm}} W(E_{jm}, k) \sigma(k) dk \quad (1)$$

Эффективные энергетические спектры фотонов, взаимодействующих с ядром-мишенью, в методах, перечисленных выше, различаются весьма существенно (Рис. 1). Отличие формы каждого из реальных эффективных спектров от гауссовой, предполагаемой при обсуждении достигаемого энергетического разрешения:

- приводит к искажениям формы получаемого сечения реакции;
- затрудняет определение реально достигаемого энергетического разрешения.

Различия эффективных спектров фотонов означают, по существу, различия в условиях проведения экспериментов и, следовательно – в том, что, собственно, интерпретируется как сечение при использовании в экспериментах различных эффективных спектров фотонов. Расхождения в интерпретации того, что получается в разных экспериментах, ведут к хорошо известным систематическим расхождениям полученных результатов по сечениям реакций. Наиболее значимыми из таких расхождений являются следующие - сечения фотоядерных реакций, полученные с помощью пучков квазимоноэнергетических фотонов, по сравнению с результатами экспериментов на пучках тормозного γ -излучения:

- в подавляющем большинстве случаев, имеют более плавную (сглаженную) форму;
- во многих случаях имеют меньшую абсолютную величину.

К настоящему времени выполнено уже достаточно много исследований [1 - 6] причин таких расхождений, способов и методов их учета и устранения. Весьма эффективным является метод редукции, позволяющий преобразовывать сечение реакции от вида, который оно имеет, будучи полученным при одной форме эффективного спектра фотонов (Рис. 1), к виду, который оно имело бы, если бы фотонный спектр имел другую форму, например,

правильную, гауссианоподобную форму. В этом методе ширина на половине высоты эффективного фотонного спектра (аппаратной функции эксперимента) и определяет реально достигаемое в сечении энергетическое разрешение. В результате сравнения большого количества данных, обработанных с помощью метода редукции, было показано [1 - 6], что при учете эффективных фотонных спектров, по существу, устраняются различия в интерпретации экспериментальных данных и, как результат, существенно уменьшаются и расхождения полученных сечений.

Целью настоящей работы является детальное исследование с помощью метода редукции результатов двух типичных экспериментов на пучках квазимоноэнергетических фотонов - сечений фотонейтронной реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ [7] и полной фотонейтронной реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ [8]. Данные были получены в экспериментах с пучками квазимоноэнергетических фотонов, проведенных соответственно в двух лабораториях США (в Сан-Диего и Ливерморе) при использовании идентичных методик. Эксперименты различались между собой лишь методами детектирования продуктов реакций. В работе [7] использовался метод регистрации с помощью двух NaI-детекторов наведенной 9.67-минутной β^+ -активности конечного ядра ^{62}Cu , вследствие чего было определено именно сечение реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$. В работе [8] с помощью системы 24 ВF₃-детекторов проводилась прямая регистрация фотонейтронов, вследствие чего для мишени из ядра золота ^{197}Au было получено сечение реакции $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + 2\sigma(\gamma, 2n)$.

1. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ РАСХОЖДЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ФОТОЯДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ, ВЫПОЛНЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ РАЗНЫХ ФОТОННЫХ ПУЧКОВ

Как отмечалось выше, сечения фотоядерных реакций, полученные с помощью пучков квазимоноэнергетических фотонов, как правило, имеют более плавную (сглаженную) форму и меньшую абсолютную величину по сравнению с результатами экспериментов на пучках тормозного γ -излучения. Для иллюстрации подобных расхождений используются данные по сечениям полной фотонейтронной реакции $(\gamma, xn) = [(\gamma, n) + (\gamma, np) + 2(\gamma, 2n)]$ на двух изотопах кислорода $^{16,18}\text{O}$.

$^{16}\text{O}(\gamma, xn)$. Сечения реакции $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$, полученные в одном эксперименте [9] на пучке тормозного γ -излучения и двух экспериментах [10, 11] на пучках квазимоноэнергетических фотонов, приведены на Рис. 2. Хорошо видно, что практически все характерные особенности (максимумы и минимумы) проявляются во всех трех сравниваемых сечениях, однако довольно заметно различаются по форме: результаты обоих экспериментов с квазимоноэнергетическими фотонами выглядят как бы заглаженными по сравнению с результатом эксперимента на пучке тормозного γ -излучения. Это представляется вполне естественным, если сравнить между собой соответствующие типичные эффективные спектры фотонов (аппаратные функции), представленные на Рис. 1. Из Рис. 2 видно также, что сравниваемые сечения имеют и несколько различные абсолютные величины. Эти расхождения могут быть обусловлены не только сглаженностью сечений реакций, но и некоторыми другими причинами, такими как, например, различия энергетических калибровок экспериментальных установок, погрешности абсолютных нормировок, неточности в определении множественности фотонейтронов при определении величин сечений парциальных реакций.

$^{18}\text{O}(\gamma, xn)$. Количественное представление о масштабе обсуждаемых расхождений дает Таблица 1, в которой приведены данные работы [12] о соотношениях амплитуд ($A_{\text{ТИ}}/A_{\text{КМ}}$) и ширин ($\Gamma_{\text{ТИ}}/\Gamma_{\text{КМ}}$) всех резонансов, идентифицированных в сечениях реакции (γ, xn) , полученных соответственно в экспериментах с тормозным излучением (ТИ-) и квазимоноэнергетическими фотонами (КМ-) на другом изотопе кислорода ^{18}O .

Таблица 1.

Сравнение параметров структурных особенностей сечений реакции $^{18}\text{O}[(\gamma, n) + (\gamma, np) + 2(\gamma, 2n)]$, полученных с помощью пучков тормозного γ -излучения (ТИ) и квазимоноэнергетических (КМ) фотонов, приведенных в работе [12].

ТИ-эксперимент [12]			КМ-эксперимент [13]			Отношения амплитуд и ширин	
Энергия E, (МэВ)	Амплитуда A, (мб)	Ширина Γ , (МэВ)	Энергия E, (МэВ)	Амплитуда A, (мб)	Ширина Γ , (МэВ)	$A_{\text{ТИ}}/A_{\text{КМ}}$ (отн.ед.)	$\Gamma_{\text{ТИ}}/\Gamma_{\text{КМ}}$ (отн.ед.)
9.1	1.4	0.4	9.1	1.1	0.6	1.27	1.50
9.6	2.4	0.3	Данные не приводятся				
10.0	5.0	0.3	Данные не приводятся				
10.4	6.5	0.4	10.3	5.3	0.9	1.27	2.25
11.3	Данные об амплитуде и ширине резонанса в сечении не приводятся						
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 не приводятся					
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 не приводятся		21.1	9.7	Данные не приводятся		
23.6	21.0	1.8	23.7	17.7	2.5	1.19	1.39
Среднее значение $\langle A_{\text{ТИ}}/A_{\text{КМ}} \rangle$			Среднее значение $\langle \Gamma_{\text{ТИ}}/\Gamma_{\text{КМ}} \rangle$			1.17	1.25

Авторы пишут [12] об очень хорошем согласии результатов ТИ- и КМ-экспериментов. Однако из их собственного анализа данных (Таблица 1) следует очевидный вывод о том, что оба сечения довольно заметно расходятся. При всей условности процедуры определения ширин и амплитуд резонансов в сечениях, имеющих сложную структуру, практически все резонансы в КМ-сечении имеют (Таблица 1) меньшие амплитуды (среднее значение отношения амплитуд $\langle A_{\text{ТИ}}/A_{\text{КМ}} \rangle = 1.17$, величины интегральных сечений в интервале 8 - 28 МэВ также заметно различаются: $\sigma_{\text{ТИ}}^{\text{int}} = 187 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$ и $\sigma_{\text{КМ}}^{\text{int}} = 177 \text{ МэВ} \cdot \text{мб}$, $\sigma_{\text{ТИ}}^{\text{int}}/\sigma_{\text{КМ}}^{\text{int}} = 1.06$) и большие ширины (среднее значение отношения ширин $\langle \Gamma_{\text{ТИ}}/\Gamma_{\text{КМ}} \rangle = 1.25$), чем резонансы в ТИ-сечении.

Причиной подобных расхождений является различие в интерпретации результатов, полученных в экспериментах различного типа, вызванное различием в методике их проведения.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПУЧКАХ КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ФОТОНОВ, ПОЛУЧАЕМЫХ ПРИ АННИГИЛЯЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ

2.1. Аннигиляция на лету релятивистских позитронов

Метод проведения фотоядерных экспериментов с помощью квазимоноэнергетических фотонов был предложен [14] примерно в конце 50-х годов в качестве альтернативы экспериментам на пучках тормозного γ -излучения. Спектр фотонов тормозного γ -излучения является сплошным, поэтому для получения информации о сечении реакции $\sigma(k)$ требует решения интегрального уравнения (1).

Целью экспериментов на пучках квазимоноэнергетических фотонов являлось измерение в эксперименте не выхода реакции $Y(E_j)$, связанного с искомым сечением $\sigma(k)$ уравнением (1), а непосредственно сечения реакции $\sigma(k)$.

Метод основан на том, что при аннигиляции релятивистских позитронов при их взаимодействии со специальной мишенью-конвертором в переднюю полусферу вылетают фотоны, имеющие энергию $E_\gamma \approx E_{e^+} + mc^2/2$, определяемую энергией и массой покоя позитронов. Энергия таких фотонов должна быть локализованной в относительно узкой области, ширина которой определяет достигаемое в эксперименте энергетическое разрешение.

Метод получения аннигиляционных фотонов является двухступенчатым. Вначале в мишени из тяжелого элемента с массовым числом A ускоренные на линейном ускорителе электроны e^- рождают тормозные фотоны ($e^- + A \rightarrow A + e^- + \gamma$), которые производят электрон-позитронные пары ($\gamma + A \rightarrow A + e^- + e^+$). Затем ускоренные в специально переключенной секции ускорителя позитроны e^+ аннигилируют (преобладает двухфотонная аннигиляция $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$). Двухступенчатость процесса испускания аннигиляционных γ -квантов приводит к тому, что их интенсивность оказывается низкой: выход аннигиляционных фотонов на один электрон составляет величину $\sim 10^{-8} - 10^{-7}$.

Эта идея была реализована к началу 60-х годов в Саклэ (Франция) [15] и Ливерморе (США) [8, 16], а затем и в Сан-Диего (США) [7] с некоторым отличием установок, заключающимся, в частности, в том, что мишень-конвертор в Саклэ размещается в конце линейного ускорителя, а в Ливерморе и Сан-Диего – в середине между ускорительными секциями.

2.2. Разностная методика получения информации о сечении реакций

Следует сразу особо отметить, что употреблявшийся выше получивший широкое распространение термин «пучок квазимоноэнергетических фотонов» по существу неверен. Такого пучка в отличие, например, от пучка тормозного γ -излучения в природе не существует. Дело в том, что типичный эксперимент данного типа проводится в 3 этапа. На первом при разных значениях энергии налетающих фотонов измеряется выход $Y_{e^+}(E_j)$ (проводится подсчет числа событий исследуемой реакции N^+ , см. (1)) на пучке фотонов, спектр которых является суммой спектров тормозного γ -излучения и аннигиляционных фотонов от позитронов. На втором – измеряется выход $Y_{e^-}(E_j)$ (проводится подсчет числа событий исследуемой реакции N^- , см. (1)) на пучке фотонов чисто тормозного γ -излучения от электронов. На третьем этапе после соответствующей нормировки и в предположении об идентичности спектров тормозного излучения электронов и позитронов проводится вычитание значений второго измерения из значений первого измерения. Результат такого вычитания и интерпретируется [7, 8, 16] как сечение реакции $\sigma(k)$

$$Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k). \quad (2)$$

Очевидно, что разность выходов, по существу, представляет собой также выход!

Таким образом, из приведенного описания методики измерений видно, что эффективным спектром, при котором получается (не измеряется!) сечение реакции $\sigma(k)$, является [17] разность (2) спектра суммы тормозного и аннигиляционного излучений и спектра чисто тормозного излучения. Такой эффективный спектр фотонов и носит название спектра квазимоноэнергетических фотонов (Рис. 3). Считается, что ширина на половине

высоты аннигиляционной линии в таком разностном фотонном спектре и определяет энергетическое разрешение «измеряемого» таким образом сечения реакции $\sigma(k)$.

Следует отметить, что по данным [17] аннигиляционная линия имеет форму, весьма далекую от идеальной – она существенно асимметрична (спад в сторону малых энергий сильно затянут) и содержит заметную тормозную подложку. Кроме того, линия имеет все же относительно большую для прецизионных измерений ширину – по данным [17] в большинстве выполненных экспериментов достигнуто разрешение лишь 300 - 400 кэВ, хотя для некоторых экспериментов приводятся значения от 150 до 500 кэВ. Присутствие затянутого спада со стороны малых энергий в спектре квазимоноэнергетических фотонов может быть вполне естественным следствием проявления остаточного вклада фотонов тормозного γ -излучения позитронов и электронов после используемой разностной процедуры: уменьшаемый и вычитаемый спектры, по-видимому, не удастся достаточно хорошо отнормировать вследствие невысокой статистической точности из-за низкой интенсивности пучка фотонов. Относительно большая ширина аннигиляционной линии может быть связана также и с малым количеством аннигиляционных фотонов: для достижения сколь-нибудь приемлемых статистических точностей в измеряемых выходах реакции (а тем более в их разности, которая интерпретируется как искомое сечение), приходится увеличивать толщину мишени-конвертора, что приводит к дополнительным различиям в фотонных спектрах.

Значительное отличие формы аппаратной функции данного метода от гауссовой кривой делает неоправданной интерпретацию полученного результата как сечения реакции, полученного при определенном значении энергии фотонов с вполне определенным разрешением. Для извлечения информации о собственно сечении реакции, полученном при достаточно высоком энергетическом разрешении, из результата описанной выше разностной процедуры требуется корректировка результата на форму спектра квазимоноэнергетических фотонов.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАЗНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

3.1. Краткое описание метода редукации

Метод редукации, разработанный [18, 19] на основе теории измерительно-вычислительных систем сверхвысокого разрешения (ИВС), был достаточно широко использован ранее [2 – 6, 20] для восстановления сечений реакций из соответствующих выходов реакций, измеренных в экспериментах различного типа.

Очень кратко суть метода может быть описана следующим образом.

Интегральное уравнение (1) для различных фотоядерных экспериментов представляется в матричном виде (модель $[A, \Sigma]$), при этом связь выхода реакции с ее сечением описывается следующим соотношением:

$$y = A\sigma + v, \quad (3)$$

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

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \Delta Y_1^2 & \dots & 0 \\ & \Delta Y_2^2 & \dots \\ & & \dots \\ 0 & & \dots & \Delta Y_n^2 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Задача редукции в модели с минимизацией погрешности заключается в том, чтобы найти оператор R

$$Ry = R(A\sigma + v) = U\sigma + (RA - U)\sigma + Rv = \sigma^{оцен.} \quad (5)$$

для минимального уровня погрешностей

$$M\|Ry - U\sigma\| = \min \quad (6)$$

при условии существования решения для любого σ

$$RA = U, \quad (7)$$

такой, чтобы вектор $\sigma^{оцен.}$ можно было интерпретировать как искаженный шумом Rv результат измерения сечения σ с помощью прибора U

$$\sigma^{оцен.} = Ry = U\sigma + Rv. \quad (5)$$

Согласно [4] решение сформулированной задачи редукции ($\sigma^{оцен.} = Ry$; $v^{оцен.} = Rv$) существует:

оператор R находится из следующего соотношения

$$R = U(\Sigma^{-1/2} A)^{-} \Sigma^{-1/2} = U(A^* \Sigma^{-1} A)^{-} A^* \Sigma^{-1}, \quad (8)$$

в котором $(X)^{-}$ обозначает операцию псевдоинверсии оператора X , а погрешность

$$v^{оцен.} = Rv = G^{1/2} \quad (9)$$

определяется ковариационной матрицей Σ

$$G = R\Sigma R^* = (A^* \Sigma^{-1} A)^{-}. \quad (10)$$

Соотношения (5), (8 - 10) и определяют решение задачи: найти оптимально-моноэнергетическое представление сечения реакции по информации, содержащейся в выходе реакции – сечение реакции при моноэнергетическом эффективном спектре фотонов с конкретным точно определяемым энергетическим разрешением.

3.2. Моделирование формы эффективного спектра фотонов

Как отмечалось ранее, эффективный спектр квазимоноэнергетических фотонов (Рис. 1) есть разность, полученная вычитанием из суммы спектров тормозного γ -излучения и аннигиляционных фотонов от позитронов и спектра тормозного γ -излучения от электронов. Точный расчет его формы требует проведения сложных расчетов [20] с учетом многих параметров экспериментальной установки, например, таких, как вещество и толщина аннигиляционной мишени, телесный угол падения фотонов на исследуемую мишень и др. Поэтому для моделирования спектра квазимоноэнергетических фотонов использовалась следующая аппроксимационная формула:

$$W(c, k) = \begin{cases} ae^{-\frac{(k-c)^2}{2S_r^2}} & , k > c \\ ae^{-\frac{(k-c)^2}{2S_l^2}} & , c - \frac{\Gamma}{2} < k < c \\ \frac{a}{2} e^{-\frac{-k-c+\frac{\Gamma}{2}}{T}} & , \frac{\Gamma}{2} - c - T \ln\left(\frac{2b}{a}\right) < k < c - \frac{\Gamma}{2} \end{cases}, \quad (10)$$

- где
- a - амплитуда спектра (значение при энергии максимума c);
 - b - тормозная “подложка”, константа, величина которой в общем случае зависит от энергии максимума c;
 - $\Gamma = (S_r + S_l)/0.85$ - полная ширина аннигиляционной линии на полувысоте;
 - S_r и S_l - стандартные отклонения правого и левого гауссианов;
 - S_r/S_l - асимметрия линии;
 - T - показатель экспоненциальной зависимости.

В разделе 2.2 отмечалось, что по данным [17] аннигиляционная линия имеет форму (Рис. 3), весьма далекую от идеальной – она существенно асимметрична (спад в сторону малых энергий сильно затянут) и содержит заметную тормозную подложку. В этой связи форма аннигиляционной линии моделировалась с помощью двух гауссианов, один из которых описывал форму линии со стороны больших энергий (правый – right), другой – со стороны меньших энергий (левый – left). Вклады, обусловленные эффектами присутствия остаточных тормозных фотонов (подложка и слабое нарастание в сторону меньших энергий), моделировались соответственно путем введения некоторой константы и слабой экспоненциальной зависимости.

В работе [21] проведен сравнительный анализ спектра фотонов, полученного с помощью аппроксимационной формулы (10), со спектром, рассчитанным точно [20], и показано их хорошее соответствие друг другу.

Для моделирования спектра тормозного излучения как от электронов, так и от позитронов использовалась формула Бете-Гайтлера [22], а полный спектр γ -квантов от позитронов получался в виде суммы спектра тормозного излучения от позитронов (электронов) и аппроксимационного спектра, рассчитанного по формулам (10).

3.3. Сравнение информации о сечении реакции, извлекаемой с помощью метода редукции из результатов, полученных на разных стадиях эксперимента с квазимоноэнергетическими фотонами

3.3.1. Реакция $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$

Обработка по методу редукции. В работе [7] были опубликованы два промежуточных $Y_{e^+}(E_j)$ и $Y_{e^-}(E_j)$ и окончательный – разностный $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ результата (2) измерений, выполненных для получения сечения реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ в традиционном эксперименте с квазимоноэнергетическими фотонами. Было заявлено энергетическое разрешение пучка налетающих γ -квантов порядка 2.0 % (имеется несколько точек измерений с разрешением 1.5 % вблизи максимума ГДР). Все они представлены на Рис. 4а - в вместе с иллюстрациями соответствующих эффективных фотонных спектров - аппаратных функций. Поскольку аппаратные функции существенно различаются между собой, существенно различаются и сами результаты: они представляют собой информацию об одном и том же

сечении реакции, но по-разному скрытую благодаря «сверткам» «истинного» сечения реакции с различными эффективными фотонными спектрами.

Следует обратить внимание на абсолютные величины сравниваемых сечений. Выходы реакции (Рис. 4б, в) приведены в относительных единицах, но согласно их определению (1) эти единицы равны нормированным числам зарегистрированных событий реакции. Согласно условию (2) получения сечения реакции (Рис. 4а) единицы его измерения (мбн) также фактически равны числу зарегистрированных событий реакции. Из приведенных данных следует, что число событий, зарегистрированных в эксперименте с «квазимоноэнергетическими фотонами» (Рис. 4а), оказывается приблизительно в 10 и 100 раз меньшим по сравнению с числами событий, зарегистрированных соответственно в экспериментах с «тормозным γ -излучением позитронов» (рис. 4в) и «тормозным γ -излучением электронов» (Рис. 4б), являющихся исходными (2) для эксперимента с квазимоноэнергетическими фотонами».

Приведенные на Рис. 4 экспериментальные данные и эффективные фотонные спектры, при которых они получены, наглядно иллюстрируют проявление различий в интерпретациях. Так, все результаты экспериментов могут быть с одинаковым успехом интерпретированы и как сечения реакции, полученные с различными (в том числе и очень плохими - стремящимися к бесконечности в случае тормозных спектров) энергетическими разрешениями, и как выходы реакции, то есть «свертки» (1) сечения с соответствующими эффективными спектрами, который в случае «пучка квазимоноэнергетических фотонов» имеет [7] форму гауссианоподобной линии с заявленной шириной 200 - 400 кэВ.

В связи со сказанным сравнивать между собой возможности трех разных источников информации о сечении реакции имеет смысл, лишь используя «истинные» сечения реакций, для чего их предварительно нужно распознать среди того, что измерено в разных экспериментах. Обработка всех трех результатов (обоих экспериментальных выходов реакции и их разности) с помощью метода редукции позволяет сравнить их между собой с точки зрения того, какая, собственно, информация о сечении реакции может быть получена и какое энергетическое разрешение достигается на каждой стадии эксперимента.

Такая обработка была проведена в рамках описанной выше модели метода редукции с минимизацией погрешностей ((3) – (9)). Раздельно обрабатывались:

- выход реакции $Y_{e^{-}}(E_j)$, измеренный на пучке тормозного γ -излучения электронов;
- 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;
- разность (2) выходов $Y(E_j) = Y_{e^{+}}(E_j) - Y_{e^{-}}(E_j)$ [7].

Для всех сравниваемых сечений достигнуто разрешение $\Delta E = 210$ кэВ.

Результаты представлены на Рис. 5б, 5в и 5г соответственно и сравниваются (Рис. 5д) с результатом (2), который и интерпретируется в работе [7] как сечение реакции и для которого указано разрешение 200 - 400 кэВ.

Поскольку один из обсуждаемых результатов (Рис. 5б) представляет собой по существу не что иное, как результат обработки выхода реакции на пучке тормозного γ -излучения электронов эксперимента [7], к сравнению привлекается сечение (5а) реакции ${}^{63}\text{Cu}[(\gamma, n) + [(\gamma, np)]]$ из работы [23], полученное в традиционном эксперименте с тормозным γ -излучением (обработка выхода реакции с помощью метода Пенфолда-Лейсса, разрешение около 100 кэВ). Кроме того, для обеспечения оптимальных условий для сравнения результатов используется также сечение из работы [23], сглаженное с разрешением 210 кэВ и сдвинутое в сторону больших энергий таким образом, чтобы его центр тяжести совпал с центром тяжести результата эксперимента [7] с квазимоноэнергетическими фотонами.

В Таблице 2 приведены некоторые обобщенные характеристики всех упомянутых выше сравниваемых сечений. Для совместного анализа всех обсуждаемых сечений используются следующие характеристики:

- интегральное сечение, определяющее площадь под кривой сечения реакции

$$\sigma^{\text{int}} = \int_D \sigma(k) dk ; \quad (11)$$

- энергетический центр тяжести, определяющий форму сечения - степень разброса значений сечения реакции вокруг наиболее вероятного из них

$$E_{c.t} = \frac{\int_D \sigma(k) k dk}{\int_D \sigma(k) dk} ; \quad (12)$$

- сумма погрешностей значений сечения реакции, в определенном смысле представляющая общее «качество» информации

$$\Sigma = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \nu_i ; \quad (13)$$

- «структурность» S, описывающая в целом отклонения полученного сечения от него самого же, но сильно (с шагом $\Delta = 1$ МэВ) сглаженного, и служащая количественной мерой проявления структурных особенностей, присутствующих в результатах различных экспериментов

$$S = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(\sigma_i - \langle \sigma_i \rangle)^2}{\langle \langle \sigma \rangle \rangle^2} , \quad (14)$$

$$\langle \sigma_i \rangle = \frac{1}{\Delta} \int_{E_i - \frac{\Delta}{2}}^{E_i + \frac{\Delta}{2}} \sigma(k) dk , \quad (15)$$

$$\langle \langle \sigma \rangle \rangle = \frac{1}{D} \int_D \sigma(k) dk , \quad (16)$$

где D – вся энергетическая область сравниваемых сечений;

- «информативность» I, в определенном смысле описывающая увеличение количества информации в результате обработки сечения при возрастании его структурности S, уменьшении в нем погрешности Σ и улучшении энергетического разрешения (уменьшении величины dE)

$$I = S/\Sigma dE. \quad (17)$$

Данные Таблицы 2 позволяют детально сравнить обобщенные характеристики сечений реакции [7] до и после обработки с использованием метода редукции и экспериментального сечения [23].

Таблица 2.

Обобщенные характеристики сечений реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$,
полученных с помощью различных эффективных фотонных спектров

	Анализируемые результаты	$E_{ц.т.}$, МэВ	σ^{int} , МэВ•мбн	Σ , мбн	I , 1/(МэВ•мбн)	S , отн.ед.	ΔE , МэВ
1	Результат эксперимента на пучке тормозного γ -излучения [23]	17.2	658	43	578	452	0.10
2	Сглаженный и сдвинутый результат (Рис. 5а) эксперимента [23]	17.8	658	34	422	319	0.21
3	Результат (Рис. 5б) обработки выхода $Y_{e^-}(E_j)$ – Рис. - 4б	18.0	497	39	371	308	0.21
4	Результат (Рис. 5в) обработки выхода $Y_{e^+}(E_j)$ – Рис. 4а	17.9	497	35	435	264	0.21
5	Результат (Рис. 5г) обработки выхода $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ – Рис. 4в	17.8	497	36	426	272	0.21
6	Результат (Рис. 5д) работы [7] – выход $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ – Рис. 4в	17.8	497	32	77	67	0.2 - 0.4 *)

*) Энергетическое разрешение, заявленное авторами.

- Строки 1 и 5.** Центр тяжести сечения реакции (γ,n) [23] расположен при меньших (17.2 вместо 17.8 МэВ) энергиях по сравнению с центром тяжести сечения [7]. По-видимому, это является следствием определенных погрешностей в определении (с использованием статистической теории) вклада сечения реакции $(\gamma,2n)$ в сечение реакции (γ, xn) по сравнению с методикой (наведенная активность) прямого измерения [7]. Величины интегрального сечения $(\gamma,2n)$ реакции равны соответственно 288 [23] и 43 МэВ•мбн [7]. Существенное завышение [23] величины сечения реакции $(\gamma,2n)$ в области энергий, больших ее энергетического порога (19.74 МэВ), приводит естественно к занижению в высокоэнергетической области величины сечения реакции (γ,n) и, как следствию - смещению к меньшим энергиям его центра тяжести. Некоторую роль в этом процессе может играть и неучтенный в работе [23] вклад сечения реакции (γ, np) .
- Строки 1 и 2.** Результаты сглаживания (исходное и смещенное сглаженное сечения отнормированы по величине интегрального сечения) очевидны: разрешение стало хуже (0.21 вместо 0.10), структурность, информативность заметно уменьшились (соответственно, 319 вместо 452 и 422 вместо 578) погрешности уменьшились (34 вместо 43).
- Строки (1, 2) и (3 – 6).** Различия в интегральных сечениях (658 и 497 МэВ•мбн), как и в абсолютных величинах сечений представляют предмет отдельного обсуждения. Кратко, они могут быть обусловлены, по-видимому, существенным различием методик определения сечений (вычитание фона, нормировка на дозу γ -излучения и т.д.).
- Строки (3 – 5).** Обработанные по методу редукции в модели с минимизацией погрешностей сильно различающиеся результаты существенно разных экспериментов оказываются весьма близки друг к другу по всем рассматриваемым параметрам (разброс значений Σ - от 35 до 39, I – от 371 до 435, S – от 264 до 308).
- Строка 5.** По всем анализируемым параметрам обработанный по методу редукции результат традиционного эксперимента [7] с квазимоноэнергетическими фотонами

при сравнимом уровне погрешностей ($\Sigma = 34$) практически не отличается от всех остальных результатов аналогичной обработки ($I = 426, S = 272$).

6. **Строка 6. Основной результат!** По всем анализируемым параметрам результат традиционного эксперимента [7] с квазиодноэнергетическими фотонами при том же, практически, уровне погрешностей ($\Sigma = 32$) драматически ($I = 77, S = 67$) отличается от всех остальных результатов обработки по методу редукции!

После всего сказанного может быть сделано единственно возможное заключение: при полученной в эксперименте [7] форме (достигнутой структурности S) сечения реакции для минимизированного уровня погрешностей более, чем в 5 раз ($426/77 = 5.5!$) меньшее значение информативности I может быть обусловлено лишь приблизительно таким же завышением величины реально достигнутого энергетического разрешения.

С целью выяснения того, каким может быть реальное энергетическое разрешение эксперимента [7], все 4 обсуждаемых сечения – сглаженное сечение [23] и 3 результата обработки по методу редукции (Рис. 5а, 5б, 5в, 5г) - сглаживались с помощью гауссианов различной ширины (ΔE) до тех пор, пока не было достигнуто наилучшее согласие ($\chi^2 = \min$) каждого из них с пятым (Рис. 5д) обсуждаемым сечением – сечением, полученным в эксперименте с квазиодноэнергетическими фотонами [7]. Для проведения прямого сравнения энергетических разрешений сглаженных сечений, сечение [23] было отнормировано по интегральному сечению [7].

Параметры процедуры сглаживания представлены в Таблице 3, а все 5 сравниваемых сечений приведены на Рис. 6.

Таблица 3.

Параметры процедуры сглаживания результатов различных экспериментов по определению сечения реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ и параметры (E – положение, A – амплитуда, Γ – ширина) ГДР

Анализируемые результаты	χ^2_{\min} , отн.ед.	ΔE , МэВ	E , МэВ	A , мбн	Γ , МэВ
Сглаженный и сдвинутый результат эксперимента на (Рис. 5а) пучке тормозного γ -излучения [23]	0.05	1.2	17.8	77	5.3
Результат (Рис. 5б) обработки выхода $Y_{e^-}(E_j)$ – Рис. - 4б	0.03	1.3	18.0	73	5.5
Результат (Рис. 5в) обработки выхода $Y_{e^+}(E_j)$ – Рис. 4а	0.04	1.2	17.9	75	5.1
Результат обработки (Рис. 5г) выхода $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ – Рис. 4в	0.05	1.2	17.8	78	5.2

Характерно, что для всех четырех сечений, полученных после сглаживания сечения [23] и обработки с помощью метода редукции двух промежуточных и окончательного результатов работы [7], наилучшее согласие с сечением из работы [7] было достигнуто при весьма близких значениях χ^2_{\min} и ширины заглаживающего гауссиана - $\Delta E \sim 1.2 - 1.3$ МэВ.

После всего сказанного выше единственный вывод, который может быть сделан из достигнутого согласия, заключается в том, что ширина заглаживающего гауссиана $\Delta E \sim 1.2 -$

1.3 МэВ и определяет, по-видимому, энергетическое разрешение, реально достигнутое в эксперименте [7]. Оно приблизительно в 4 раза превосходит его оценку (0.2 – 0.4), сделанную авторами на основе расчетной ширины аннигиляционной линии в спектре фотонов, производимых позитронным пучком. Столь большое расхождение обусловлено влиянием отмеченных выше факторов (Рис. 3) значительной асимметрии формы реального спектра «квазимоноэнергетических» фотонов и присутствия в этом спектре заметной подложки от тормозного излучения позитронов. Следует отметить, что более чем четырехкратное превышение реального энергетического разрешения эксперимента данного типа над его традиционной оценкой по ширине аннигиляционной линии было установлено и ранее [24] при сравнительном анализе структурных особенностей сечений реакций, получаемых в экспериментах различного типа.

Структурные особенности сечения реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$. Все сказанное выше делает очевидным, что характер проявления структурных особенностей в сечении реакции оказывается обусловленным, прежде всего, достигаемым эффективным энергетическим разрешением. Все сечения, полученные из результатов разных экспериментов с помощью метода редукции при близких значениях эффективного энергетического разрешения (0.21 МэВ) имеют достаточно отчетливо выраженные структурные особенности, неплохо согласующиеся между собой (Таблица 4). Следует отметить, что по положению (но не по амплитуде, что вполне естественно: абсолютная нормировка не проводилась) эти структурные особенности хорошо согласуются и с резонансами в сечении из работы [23], сглаженном для достижения такого же разрешения,

Таблица 4.

Сравнение амплитуд (в мбн) структурных особенностей сечений реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, полученных из результатов разных экспериментов после обработки с помощью метода редукции

Энергия резонанса в сечении	Обработанные данные работы [23], тормозное излучение	Обработанные данные работы [7], квазимоноэнергетические фотоны		
		Обработанный выход $Y_{e^-}(E_j)$ (Рис. 5б)	Обработанный выхода $Y_{e^+}(E_j)$ (Рис. 5в)	Обработанный выход $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ (Рис 5г)
E_γ , МэВ	Сглаженное и сдвинутое сечение (Рис 5а)			
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

Зависимость характера проявления структурных особенностей в сечении реакции от энергетического разрешения дополнительно иллюстрируют данные, приведенные на Рис. 7. На нем сравниваются между собой три результата обработки с помощью метода редукции результата эксперимента [7] с тормозным γ -излучением при разных значениях разрешения (Рис. 7а – 100 кэВ, Рис. 7б – 210 кэВ, Рис. 7в – 500 кэВ). Следует отметить, что достаточно отчетливо выраженные структурные особенности наблюдались при близких значениях энергии и в других работах, например [25, 26].

На Рис. 7г приводится результат теоретического расчета [27], выполненного для сечения реакции $(\gamma,sn) = (\gamma,n) + (\gamma,np) + (\gamma,2n)$ на мишени из естественной смеси изотопов $^{ест.}\text{Cu}$ в рамках коллективной модели, учитывающей связь колебаний ядерной поверхности с колебаниями сферического ядра. Общая форма связи между указанными двумя видами коллективного движения задавалась действием законов сохранения углового момента и четности, а константы связи полностью определялись в рамках адиабатического приближения гидродинамической модели. В свете обсуждаемых проблем обращает на себя внимание отчетливое проявление нескольких структурных особенностей (например, при энергиях $E_\gamma \sim 16, 17.5, 19, 21$ МэВ), энергии и амплитуды которых весьма близки к заметным особенностям экспериментальных сечений (Таблица 3). В работе [27] на основании сравнения результатов расчетов в рамках коллективной динамической модели с большим количеством экспериментальных данных для ядер от V до Pb (для ядра Cu рассматривались данные работы [28]) отмечались следующие обстоятельства:

- наличие в экспериментальных данных отчетливо выраженной структуры;
- хорошее согласие результатов расчетов с экспериментальными данными в описании не только положений, но и амплитуд максимумов в сечениях реакций, достигавшееся без подгонки нормировок;
- возможность проявления дополнительных структурных особенностей при учете более тонких эффектов взаимодействия γ -квантов с ядерной материей.

Следует особо подчеркнуть, что обсуждаемые структурные особенности не проявляются в результате (Рис. 5д) работы [7] постольку, поскольку на основании всего сказанного этот результат не может быть интерпретирован как сечение с заявленным энергетическим разрешением (0.2 – 0.4 МэВ). Этот результат следует интерпретировать либо как выход (свертку сечения с заявленным разрешением с эффективным фотонным спектром сложной формы, а следовательно как результат с существенно более плохим разрешением), либо как сечение, но полученное с разрешением (как показано выше: Рис. 6 и Табл. 3) всего лишь ~ 1.3 МэВ. Следует еще раз подчеркнуть то обстоятельство, что при соответствующей обработке этого сечения (преобразованию его (Рис. 5д) к виду (Рис. 5г), который оно имело бы при заявленном разрешении) в нем также проявляются отчетливые структурные особенности, неплохо согласующиеся с обсуждаемыми (Таблица 4).

3.3.2 Реакция $^{197}\text{Au}(\gamma,хп)$

Обработка по методу редукции. Работа, с точки зрения обсуждаемых проблем полностью аналогичная работе [7], была выполнена [8] для реакции $^{197}\text{Au}(\gamma,хп)$. Так же, как и в случае ядра ^{63}Cu , были опубликованы все три (два промежуточных $Y_{e^+}(E_j)$ и $Y_{e^-}(E_j)$ (уменьшаемое и вычитаемое) и окончательный – разность $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$, (см. (2)) результата измерений. Для выполненного эксперимента авторы оценивают энергетическое разрешение пучка налетающих γ -квантов величиной 3 %: от $\Delta E = 300$ кэВ при энергии $E_\gamma = 10$ МэВ до $dE = 750$ кэВ при энергии $E_\gamma = 25$ МэВ (в среднем - $\Delta E \sim 400$ кэВ в области максимума ГДР).

Аналогично тому, как это было сделано в случае обработки результатов работы [7], в рамках описанной выше модели метода редукции с минимизацией погрешностей ((3) – (9)) раздельно были обработаны следующие опубликованные результаты работы [8]:

- выход реакции $Y_{e^-}(E_j)$, измеренный на пучке тормозного γ -излучения электронов (заявлено разрешение $\Delta E = 240$ кэВ);
- 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 (заявлено разрешение $\Delta E = 240$ кэВ);
- разность выходов $Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$, интерпретируемая (2) в работе [8] как собственно сечение реакции (заявлено разрешение $\Delta E = 400$ кэВ (250 – 700) кэВ).

Результаты представлены на Рис. 8б, 8в и 8г соответственно и сравниваются, с одной стороны с разностью (2) из работы [8], которая и интерпретируется как сечение реакции и для которой указано разрешение 400 (250 - 700) кэВ (Рис. 8д), а с другой – с сечением (8а) реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ из работы [29], полученным в классическом эксперименте с тормозным γ -излучением (разрешение около 400 кэВ). К сожалению, аналогичного эксперимента, выполненного с лучшим качеством, так и не было выполнено. Несмотря на то, что это обстоятельство не дает, как в предыдущем случае, возможности для детального обсуждения особенностей структуры сечения реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$, обсуждение реально достигаемого энергетического разрешения может быть проведено полностью аналогично. В Таблице 5 приводятся характеристики сравниваемых сечений реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$, аналогичные параметрам, приведенным в Таблице 2 для сечения реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$.

Результаты, представленные в Таблице 5, позволяют сделать для данных по реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ выводы, полностью аналогичные тем, которые были сделаны выше по результатам анализа данных по сечению реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$:

1. **Строки (2 – 4).** Обработанные по методу редукции в модели с минимизацией погрешностей при использовании соответствующих аппаратных функций сильно различающиеся результаты существенно разных экспериментов ($Y_{e-}(E_j)$, $Y_{e+}(E_j)$ и $Y(E_j) = Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j)$) [8] оказываются весьма близки друг к другу по всем рассматриваемым параметрам (разброс значений Σ - от 212 до 247, I – от 92 до 103, S – от 175 до 301).

Таблица 5.

Обобщенные характеристики сечений реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$, полученных с помощью различных эффективных фотонных спектров

	Анализируемые результаты	$E_{ц.т.},$ МэВ	$\sigma^{int},$ МэВ•мбн	$\Sigma,$ мбн	$I,$ 1/МэВ•мбн	$S,$ отн.ед.	$\Delta E,$ МэВ
1	Результат (Рис. 8а) эксперимента [29] на пучке тормозного γ -излучения	15.4	3660	288	45	93	0.5
2	Результат (Рис. 8б) обработки выхода $Y_{e-}(E_j)$	15.2	2970	235	96	301	0.24
3	Результат (Рис. 8в) обработки выхода $Y_{e+}(E_j)$	15.6	2970	247	103	229	0.24
4	Результат (Рис. 8г) обработки выхода $Y(E_j) = Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j)$	15.4	2970	212	92	175	0.24
5	Результат (Рис. 8д) работы [8] – выход $Y(E_j) = Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j)$	15.3	2970	244	49	74	0.4 *)

*) Энергетическое разрешение, заявленное авторами.

2. **Строка 5.** По всем анализируемым параметрам результат традиционного эксперимента [8] с квазимоноэнергетическими фотонами при том же, практически, уровне погрешностей ($\Sigma = 244$) существенно ($I = 49$, $S = 74$) отличается от всех остальных результатов обработки по методу редукции.

С целью выяснения того, каким должно быть реальное энергетическое разрешение эксперимента [8], все обсуждаемые сечения сглаживались с помощью гауссианов различной ширины (ΔE) до тех пор, пока не было достигнуто наилучшее согласие ($\chi^2 = \min$) каждого из

них с пятым (Рис. 9д) обсуждаемым сечением – сечением, полученным в эксперименте с квазимоноэнергетическими фотонами [8].

Параметры процедуры сглаживания представлены в Таблице 6, а все 4 сравниваемые сечения приведены на Рис. 8.

Из Таблицы 6 и Рис. 9 видно, что сечения практически совпадают при разрешении 1.6 МэВ, что более чем в 3 раза хуже заявленного в работе [8].

3.3.3. Результаты обработки данных по реакции $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$

После всего сказанного представляет определенный интерес вопрос о том, как будут выглядеть после обработки по методу редукции те сечения реакции $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$ (Рис. 2), которые были приведены как пример типичных расхождений обсуждаемого типа между результатами разных экспериментов.

Таблица 6.

Параметры процедуры сглаживания результатов различных экспериментов по определению сечения реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ и параметры (E – положение, A – амплитуда, Г – ширина) ГДР

Анализируемые результаты	χ^2_{\min} , отн.ед.	ΔE , МэВ	E, МэВ	A, мбн	Г, МэВ
Результат эксперимента на (Рис. 9а) пучке тормозного γ -излучения [29]	0.15	1.6	15.4	584	5.6
Результат (Рис. 9б) обработки выхода $Y_{e^-}(E_j)$	0.11	1.6	15.6	573	5.8
Результат (Рис. 9в) обработки выхода $Y_{e^+}(E_j)$	0.18	1.6	15.2	551	5.5
Результат (Рис. 9г) обработки разности выходов $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$	0.14	1.6	15.3	559	5.7

Результаты обоих экспериментов [10, 11] на пучках квазимоноэнергетических фотонов были обработаны с помощью описанного метода редукции. Соответствующие сечения реакций с энергетическими разрешениями ~ 300 кэВ сравниваются на Рис. 10, как и на Рис. 2, с результатом [9] эксперимента на пучке тормозного γ -излучения. Хорошо видно, что единая интерпретация (оптимально моноэнергетическое представление при близких значениях энергетического разрешения) результатов разных экспериментов практически снимает проблему систематических расхождений, выяснению причин которых и была посвящена настоящая работа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детально исследована информация о сечениях реакций $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$, полученная на разных стадиях типичного разностного эксперимента с квазимоноэнергетическими фотонами, полученными при аннигиляции на лету релятивистских позитронов. С помощью метода редукции эта информация проанализирована для различных энергетических разрешений. Выполнено сравнение этой информации с данными экспериментов с тормозным γ -излучением, а также с доступными результатами теоретических расчетов.

Показано, что в результате использования типичной разностной ($Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$) методики экспериментов с квазимоноэнергетическими фотонами эффективный спектр фотонов имеет (Рис. 3, 4) существенно асимметричную форму и содержит значительную низкоэнергетичную часть и тормозную подложку. Установлено, что разностная процедура (2) в несколько раз ухудшает реально достигаемое в эксперименте разрешение по сравнению с его оценкой по расчетной ширине аннигиляционной линии в спектре фотонов: вместо указываемых авторами 300 – 400 кэВ оно составляет для реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu} \sim 1.3$ МэВ, а для реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, xn) \sim 1.6$ МэВ.

Очевидно что столь сильное отличие реального разрешения от декларируемого приводит к значительному искажению (потере) информации о структуре сечений фотоядерных реакций, которая должна была бы содержаться в экспериментах с заявленным высоким разрешением. При столь больших значениях реально достигаемого разрешения причина обсуждаемых расхождений результатов экспериментов с различными фотонными пучками оказывается довольно простой: данные экспериментов с квазимоноэнергетическими фотонами оказываются сильно сглаженными по сравнению с результатами экспериментов с тормозным γ -излучением, и информация о структуре исследуемого сечения реакции значительно искажается, большая ее часть, по существу, теряется.

Вместе с тем показано, что потерянная в окончательном результате ($Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$) типичного разностного эксперимента с квазимоноэнергетическими фотонами информация о сечении может быть восстановлена с помощью обработки, учитывающей форму реального фотонного спектра. Более того, установлено, что близкие по форме, величине и энергетическому разрешению данные о сечении реакции как с заявленным (~ 300 кэВ), так и более высоким энергетическим разрешением могут быть при такой обработке получены не только из разности ($\sigma(k) \approx Y(E_j) = Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ (2)), но также и из обоих промежуточных результатов измерений $Y_{e^+}(E_j)$ и $Y_{e^-}(E_j)$.

Следует особо отметить, что второй из упомянутых выше промежуточных результатов $Y_{e^-}(E_j)$ представляет собой, по существу, не что иное, как выход реакции обычного эксперимента с тормозным γ -излучением при небольшом отличии от традиционного эксперимента данного типа: в качестве источника фотонов используется мишень (она же служит конвертором при аннигиляции позитронов) не из тяжелого, а из легкого элемента. Это - отличие не в лучшую сторону, поскольку оно существенно снижает интенсивность пучка фотонов, а, следовательно, и точность измерения выхода реакции $Y_{e^-}(E_j)$. Здесь уместно еще раз упомянуть, что интенсивность пучка фотонов от позитронов оказывается еще более низкой (аннигиляция – двухступенчатый процесс), а следовательно также еще более низкой оказывается точность выхода $Y_{e^+}(E_j)$. К чему приводит интерпретация их разности $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j)$ в качестве искомого сечения реакции, показано в настоящей работе.

Все сказанное вместе с результатами ранее выполненных работ [1 - 6, 21, 24, 30], в которых изучено влияние формы аппаратной функции (эффективного спектра фотонов) эксперимента на параметры его результата, приводит к определенной переоценке взаимных преимуществ и недостатков двух основных методов экспериментальных исследований фотоядерных реакций. Полученные в настоящей работе результаты позволяют сделать вывод о том, что при детальных исследованиях сечений фотоядерных реакций сложная и

дорогостоящая методика измерений на пучках квазимоноэнергетических фотонов 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 квазимоноэнергетических фотонов, вызывающих реакцию, она также существенно уступает ей по точности.

В заключение следует отметить, что в дополнение к практическому отсутствию каких бы то ни было преимуществ методики с использованием квазимоноэнергетических фотонов она оказывается существенно более сложной и дорогой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, Н.Г.Ефимкин, А.П.Черняев. Известия АН СССР, серия физическая, 55, 1021 (1991).
2. N.G.Efimkin, B.S.Ishkhanov, Ju.P.Pyt'ev, V.V.Varlamov. The Energy Resolution Improvement by the Method of Reduction in Photonuclear Experiments. MSU INP Preprint-91-35/239, -M., 1991.
3. В.В.Варламов, Н.Г.Ефимкин, Б.С.Ишханов, В.В.Сапуненко. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1, 52 (1993).
4. N.G.Efimkin, V.V.Varlamov. The Method of Reduction as Photonuclear Data Evaluation Tool. International Symposium on Nuclear Data Evaluation Methodology (USA BNL, 12 - 16 October 1992). World Scientific Press, ISBN 981-02-1285-2, 1993, p. 585.
5. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, М.Е.Степанов. Известия РАН, серия физическая, 62, 1035 (1998).
6. В.Варламов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Оценка сечения реакции $^{34}\text{S}(\gamma, \text{sn})$ с помощью метода редукции. Тезисы докладов Международной конференции по ядерной физике "Кластеры в ядерной физике". Л. Совещание по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Санкт-Петербург, 14 - 17 июня 2000 г., -С -Пб, 2000, с. 349.
7. R.E.Sund, M.P.Baker, L.A.Kull, R.B.Walton. Phys. Rev. 176 1366 (1968).
8. S.C.Fultz, R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, N.A.Kerr. Phys.Rev., 127, 1273 (1962).
9. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.В.Лазутин, И.М.Пискарев, В.С.Сопов, В.Г.Шевченко. Ядерная физика, 12, 892 (1970).
10. A.Veyssiere, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre, A.De Miniac. Nucl.Phys., A227, 513 (1974).
11. R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, R.R.Harvey, S.C.Fultz. Phys.Rev., 133, B869 (1964).
12. R.E.Pywell, M.N.Thompson, B.L.Berman. Nucl.Instr. and Meth., 178, 149 (1980).
13. J.G.Woodworth, K.G.McNeill, J.W.Jury, R.A.Alvarez, B.L.Berman, D.D.Faul, P.Meyer. Phys.Rev., C19, 1667 (1979).
14. C.Tzara. Compt.Rend.Acad.Sci., 245, 56 (1957).
15. J.Miller, C.Schuhl, C.Tzara. Nucl.Phys., 32, 236 (1962).
16. C.R.Hatcher, R.L.Bramblett, N.E.Hansen, S.C.Fultz. Nucl.Instr. and Meth., 14, 337 (1961).
17. B.L.Berman, S.C.Fultz. Rev.Mod.Phys., 47, 713 (1975).
18. Ю.П.Пытьев. Методы анализа и интерпретации эксперимента. Издательство Московского университета. -М., 1990.
19. Ю.П.Пытьев Математические методы интерпретации эксперимента. Москва "Высшая школа" 1989.
20. Л.З.Джилавян, Н.П.Кучер, В.С.Юрченко. Потoki и спектры квазимонохроматических фотонов от аннигиляции позитронов на лету. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0162, Москва, 1980.
21. Н.Г.Ефимкин Анализ данных фотоядерных экспериментов с помощью метода редукции. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, НИИЯФ МГУ, Москва 1993.
22. H.A.Bethe, W. Heitler. Proc. Roy. Ray. Soc., A146, 83 (1934).
23. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.М.Лазутин, И.М.Пискарев, В.Г.Шевченко. Вестник Московского университета. Физика. Астрономия, 6, 606 (1970).
24. V.V.Varlamov, N.G.Efimkin, N.A.Lenskaja, A.P.Chernjaev. The Investigation of the Reasons for Discrepancies in Results of Photonuclear Experiments at the Beams of Bremsstrahlung and Quasimonoenergetic Gamma-Quanta. The Problem of Interpretation. MSU INP Preprint-89-66/143, -M., 1989.
25. D.G.Owen, E.G.Muirhead, B.M.Spicer. Nucl.Phys., A122, 177 (1968).
26. F.Dreyer, H.Dahmen, J.Staude, H.H.Thies. Nucl.Phys., A181, 477 (1972).
27. M.G.Hubert, M.Danos, H.J.Weber, W.Greiner. Phys Rev, 155, 4 (1967)
28. G.Baciu, G.C.Bonazzola, B.Minetti, C.Molono, L.Pasqualini, G.Piragino. Nucl.Phys., 67, 178 (1965).
29. E.G.Fuller, M.S.Weiss. Phys.Rev., 112, 560 (1958).
30. В.В.Варламов, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. Известия РАН, серия физическая, 65, 1589 (2001).

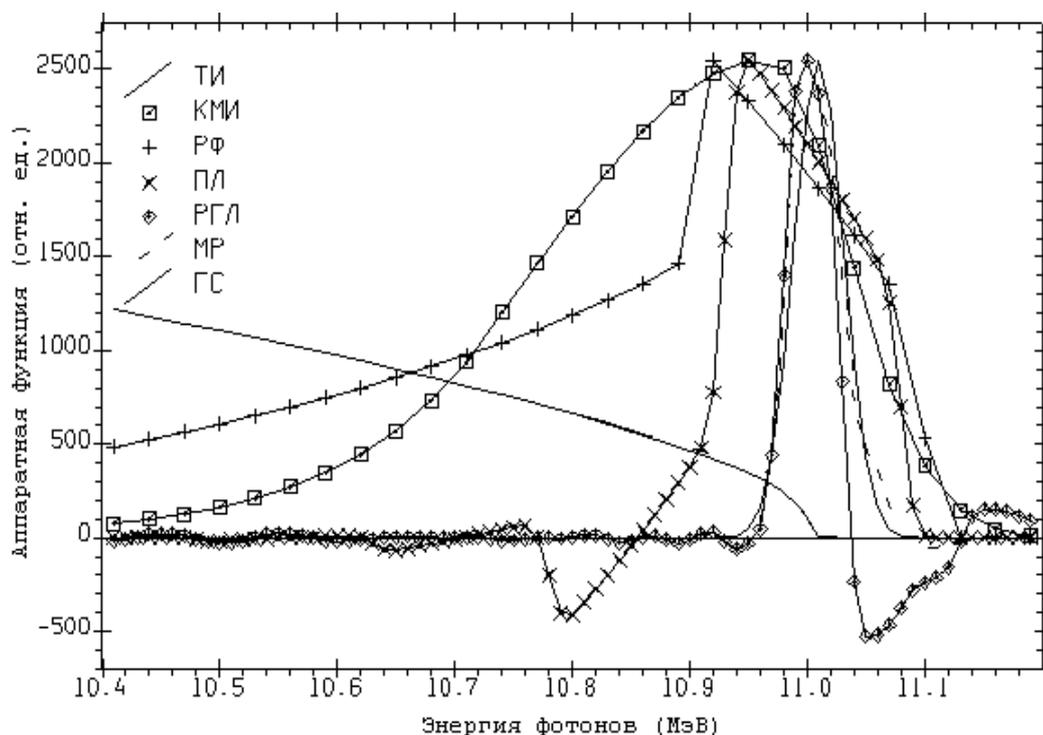


Рис. 1. Сравнение аппаратных функций (эффективных спектров фотонов) различных методов получения информации о сечении фотоядерной реакции:

- ТИ спектр тормозного γ -излучения (пример для верхней границы $E_{\gamma}^{\max} = 11$ МэВ);
- КМИ спектр квазимоноэнергетических фотонов (ширина (разрешение) – 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.

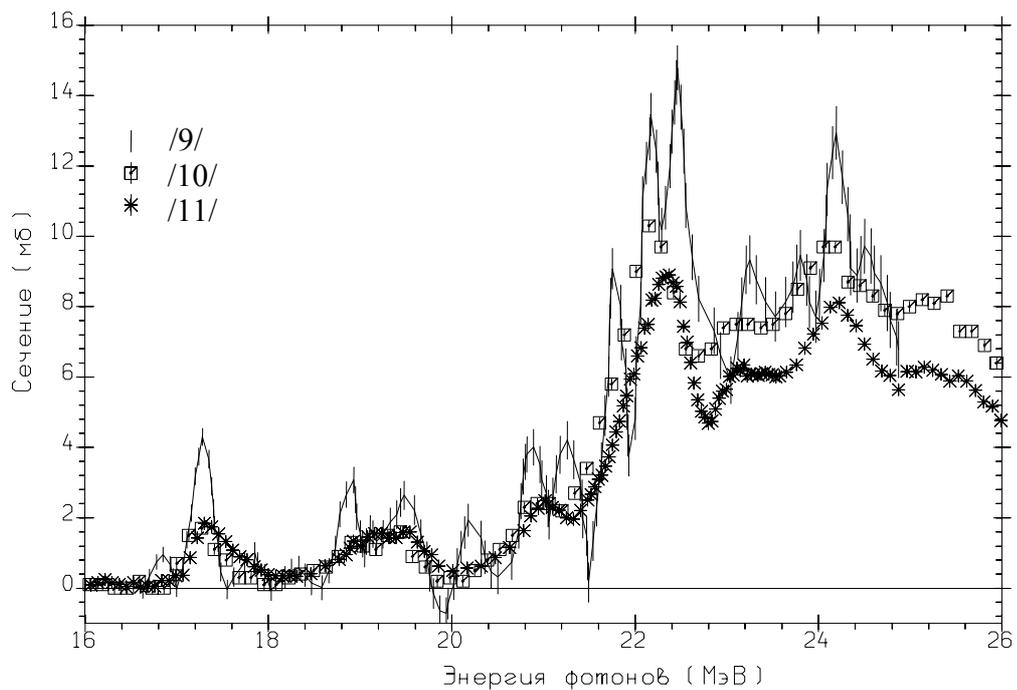


Рис. 2. Сравнение сечений реакции $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$, полученных в эксперименте с тормозным γ -излучением [9] и в двух экспериментах с квазимоноэнергетическими фотонами, выполненных в Саклэ (Франция) [10] и Ливерморе (США) [11].

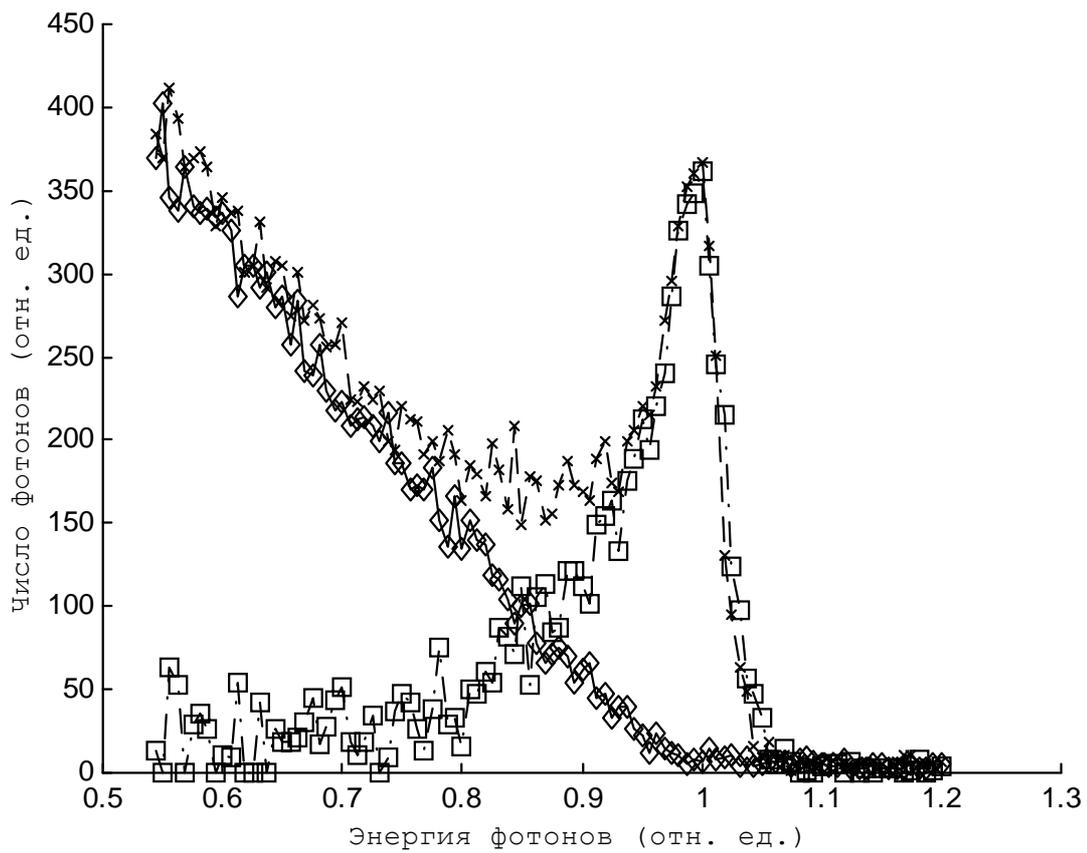


Рис. 3. Спектры фотонов, образуемых позитронами (кресты) и электронами (ромбы), а также их разность (квадраты) – «спектр квазимонэнергетических фотонов».

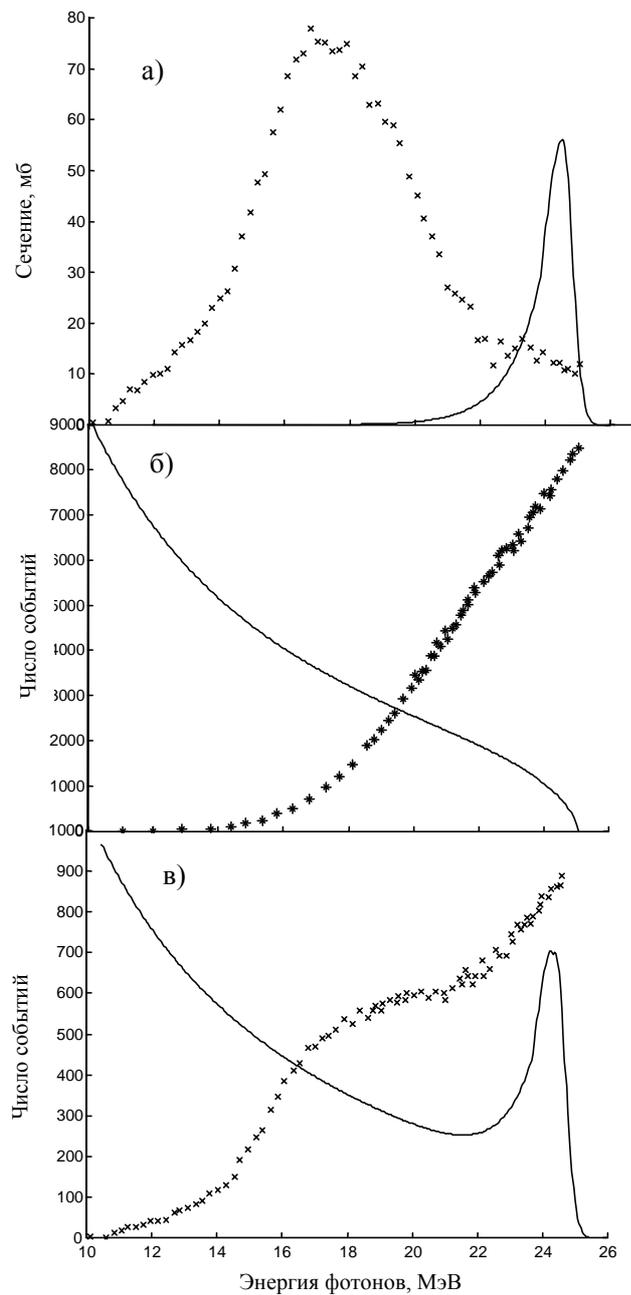


Рис. 4. Экспериментальные данные (выходы реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, кресты) и смоделированные эффективные спектры фотонов (точки), при которых эти данные получены в работе [7]:

- а) результат эксперимента (разность выходов $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k)$ (2)) на пучке квазимоноэнергетических фотонов и соответствующая разность спектров фотонов, образуемых позитронами и электронами;
- б) выход $Y_{e^-}(E_j)$ (2) эксперимента на пучке тормозного γ -излучения от электронов и соответствующий спектр фотонов;
- в) выход $Y_{e^+}(E_j)$ (2) эксперимента на пучке фотонов, образуемых суммой тормозного γ -излучения позитронов и фотонов от аннигилирующих позитронов, а также соответствующий суммарный спектр фотонов.

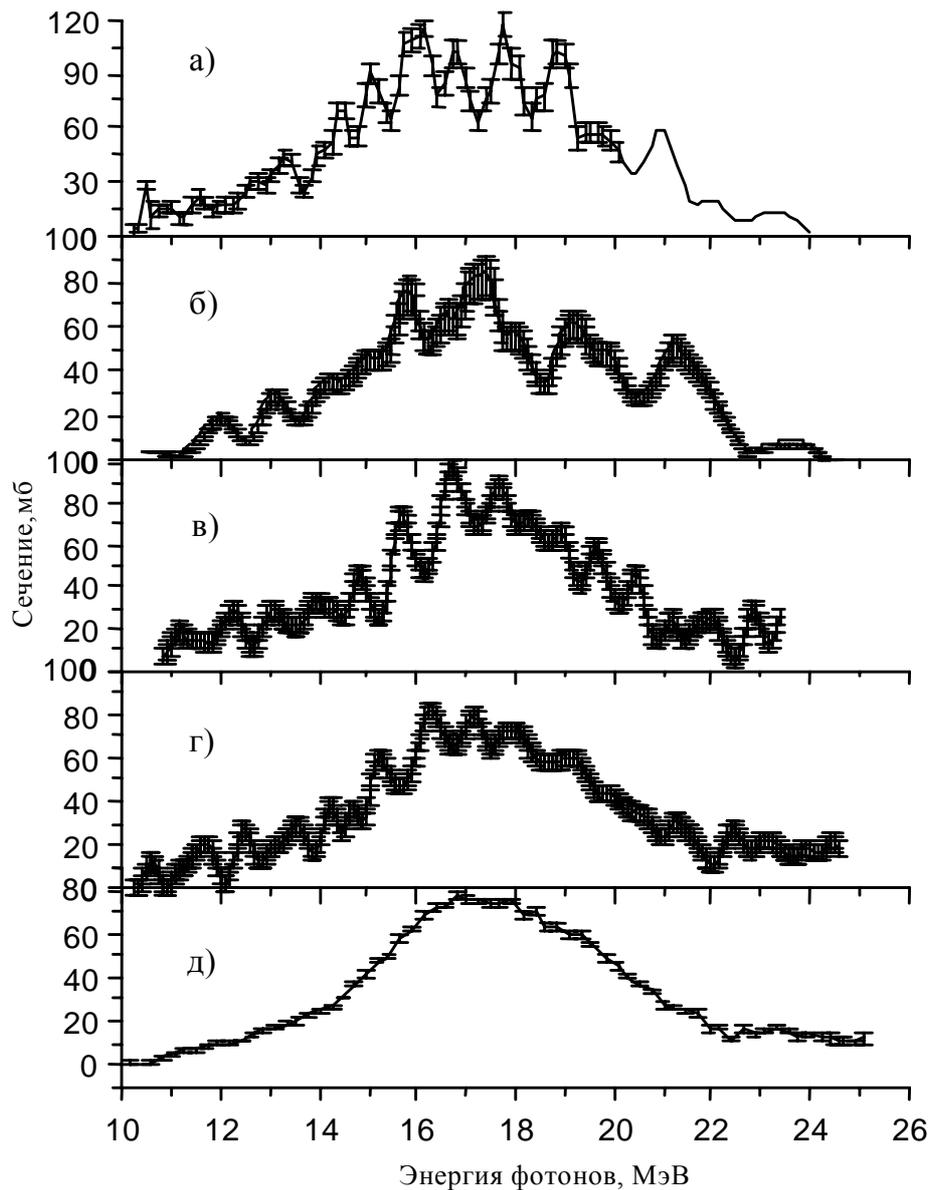


Рис. 5. Сравнение сечений реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, полученных с помощью метода редукиции из промежуточных и окончательного результатов (2) эксперимента [7] на пучке квазиодноэнергетических фотонов с соответствующим представлением результата типичного эксперимента [23] на пучке тормозного γ -излучения:

- а) сглаженный и сдвинутый (см. текст) по энергии результат эксперимента на пучке тормозного γ -излучения [23];
- б) сечение, полученное с помощью метода редукиции из выхода $Y_{e-}(E_j)$ - промежуточного результата (2) работы [7];
- в) сечение, полученное с помощью метода редукиции из выхода $Y_{e+}(E_j)$ - промежуточного результата (2) работы [7];
- г) сечение, полученное с помощью метода редукиции из разности выходов $Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k)$ - окончательного результата (2) работы [7];
- д) окончательный результат работы [7] - разность выходов $Y_{e+}(E_j) - Y_{e-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k)$ [7].

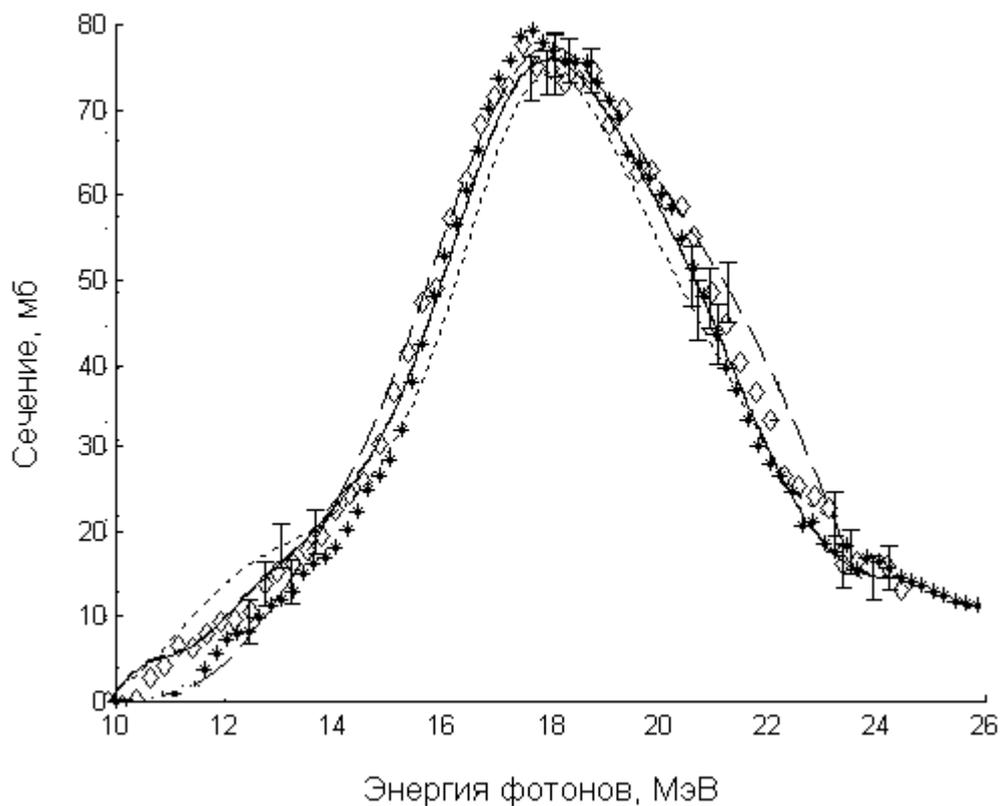


Рис. 6. Сравнение сечений реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, сглаженных (см. текст и Таблицу 3) с помощью гауссианов до достижения максимального согласия ($\chi^2 = \min$) с окончательным результатом работы [7]:

- «◇» сдвинутый (см. текст) по энергии результат эксперимента на пучке тормозного γ -излучения [23];
- «- -» сечение, полученное с помощью метода редукции из выхода $Y_{e^-}(E_j)$ - промежуточного результата (2) работы [7];
- «- -» сечение, полученное с помощью метода редукции из выхода $Y_{e^+}(E_j)$ - промежуточного результата (2) работы [7];
- «—» сечение, полученное с помощью метода редукции из разности выходов $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k)$ - окончательного результата (2) работы [7];
- «*» разность выходов $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k)$ - окончательный результат работы [7].

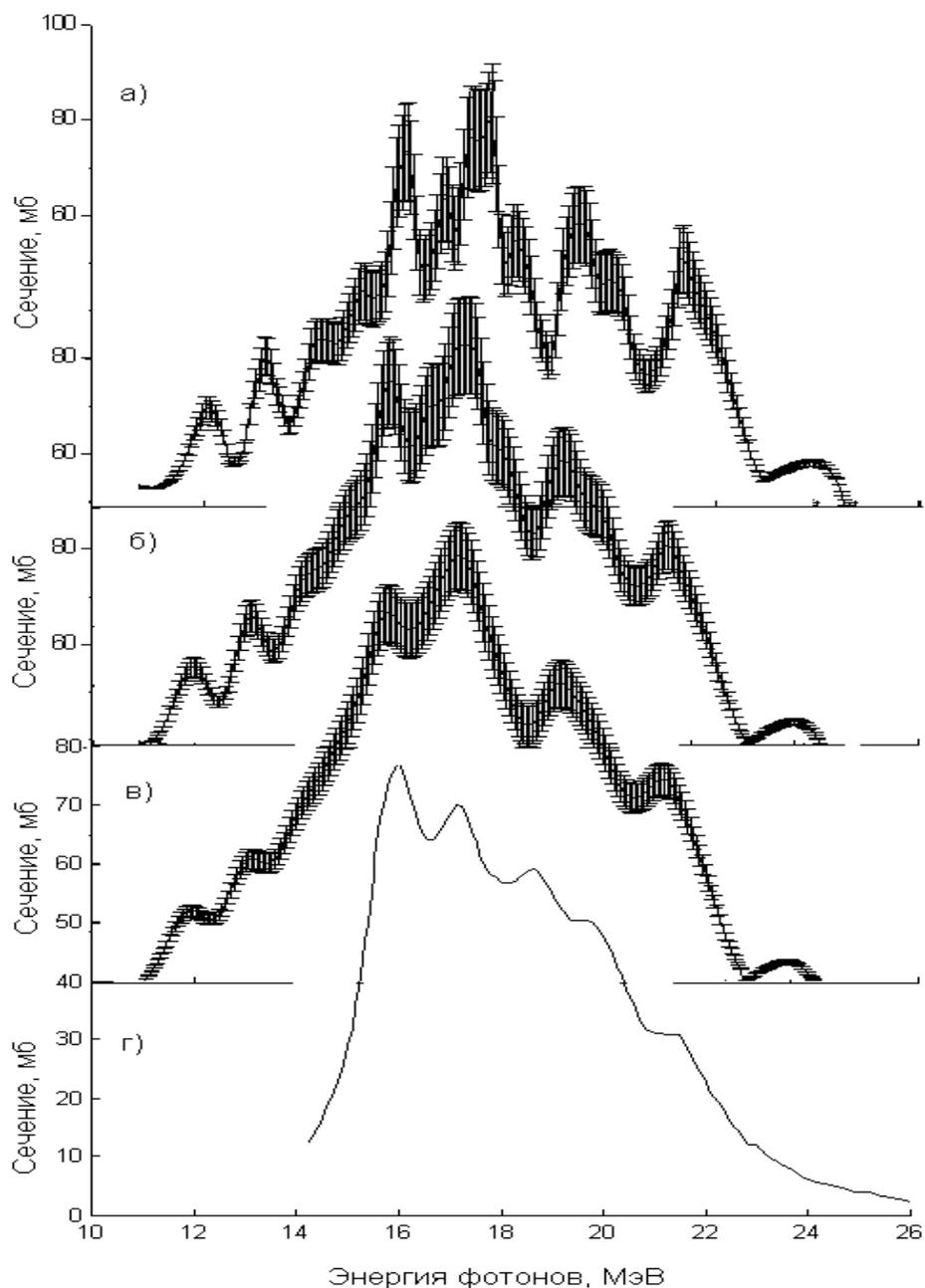


Рис. 7. Сравнение результатов обработки с помощью метода редукации выхода $Y_e(E_j)$ реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ - промежуточного результата (2) работы [7], измеренного с помощью тормозного γ -излучения, выполненной для различных значений достигаемого разрешения, и теоретического расчета

- а) результат обработки кривой выхода $Y_e(E_j)$ с разрешением 100 кэВ;
- б) результат обработки выхода $Y_e(E_j)$ с разрешением 230 кэВ;
- в) результат обработки выхода $Y_e(E_j)$ с разрешением 500 кэВ;
- г) результат теоретического расчета [28], полученный в рамках коллективной модели для сечения реакции $(\gamma,sn) = (\gamma,n) + (\gamma,np) + (\gamma,2n)$ на мишени из естественной смеси изотопов ^{63}Cu .

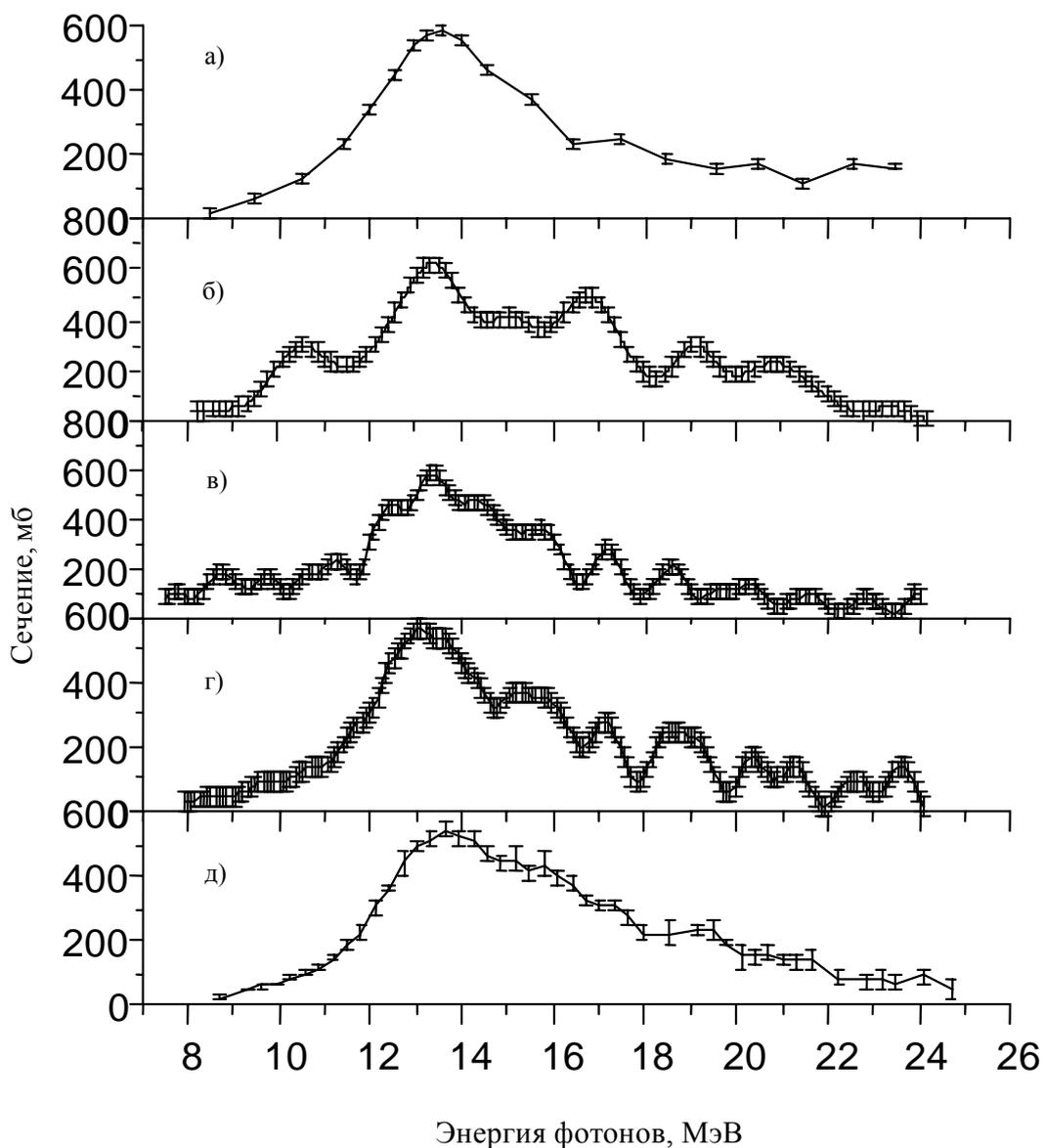


Рис. 8. Сравнение сечений реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$, полученных с помощью метода редукции из промежуточных и окончательного результатов эксперимента [8] для на пучке квазимоноэнергетических фотонов, с соответствующим представлением результата типичного эксперимента [29] на пучке тормозного γ -излучения:

- а) результат эксперимента [29] на пучке тормозного γ -излучения;
- б) сечение, полученное с помощью метода редукции из выхода $Y_{e^-}(E_j)$ - промежуточного результата (2) работы [8];
- в) сечение реакции, полученное с помощью метода редукции из выхода $Y_{e^+}(E_j)$ - промежуточного результата (2) работы [8];
- г) сечение реакции, полученное с помощью метода редукции из разности выходов $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k)$ - окончательного результата (2) работы [8];
- д) разность выходов $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k)$ - окончательный результат работы [8].

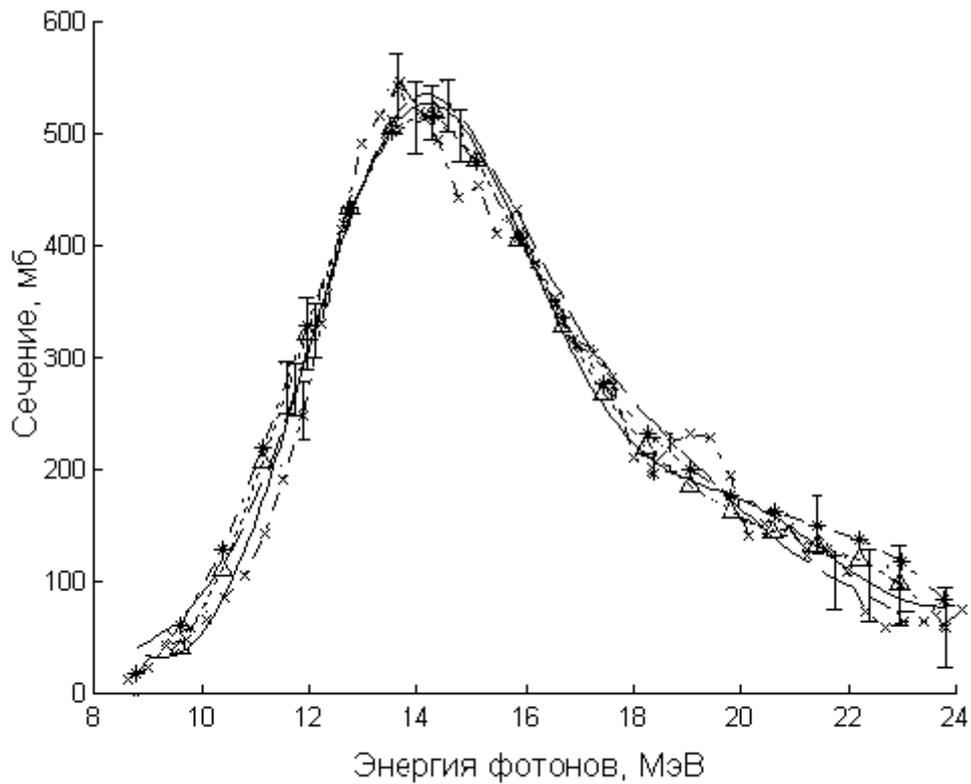


Рис. 9. Сравнение сечений реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$, заглаженных (см. текст и Таблицу 3) с помощью гауссианов до достижения максимального согласия ($\chi^2 = \min$), с окончательным результатом работы [8]:

- «—» сечение, полученное с помощью метода редукции из выхода $Y_{e^-}(E_j)$ - промежуточного результата (2) работы [8];
- «Δ» сечение, полученное с помощью метода редукции из выхода $Y_{e^+}(E_j)$ - промежуточного результата (2) работы [8];
- «x» сечение, полученное с помощью метода редукции из разности выходов $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k)$ - окончательного результата (2) работы [8];
- «*» заглаженный результат эксперимента [29] на пучке тормозного γ -излучения;
- «...» разность выходов $Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(k)$ - окончательный результат работы [8].

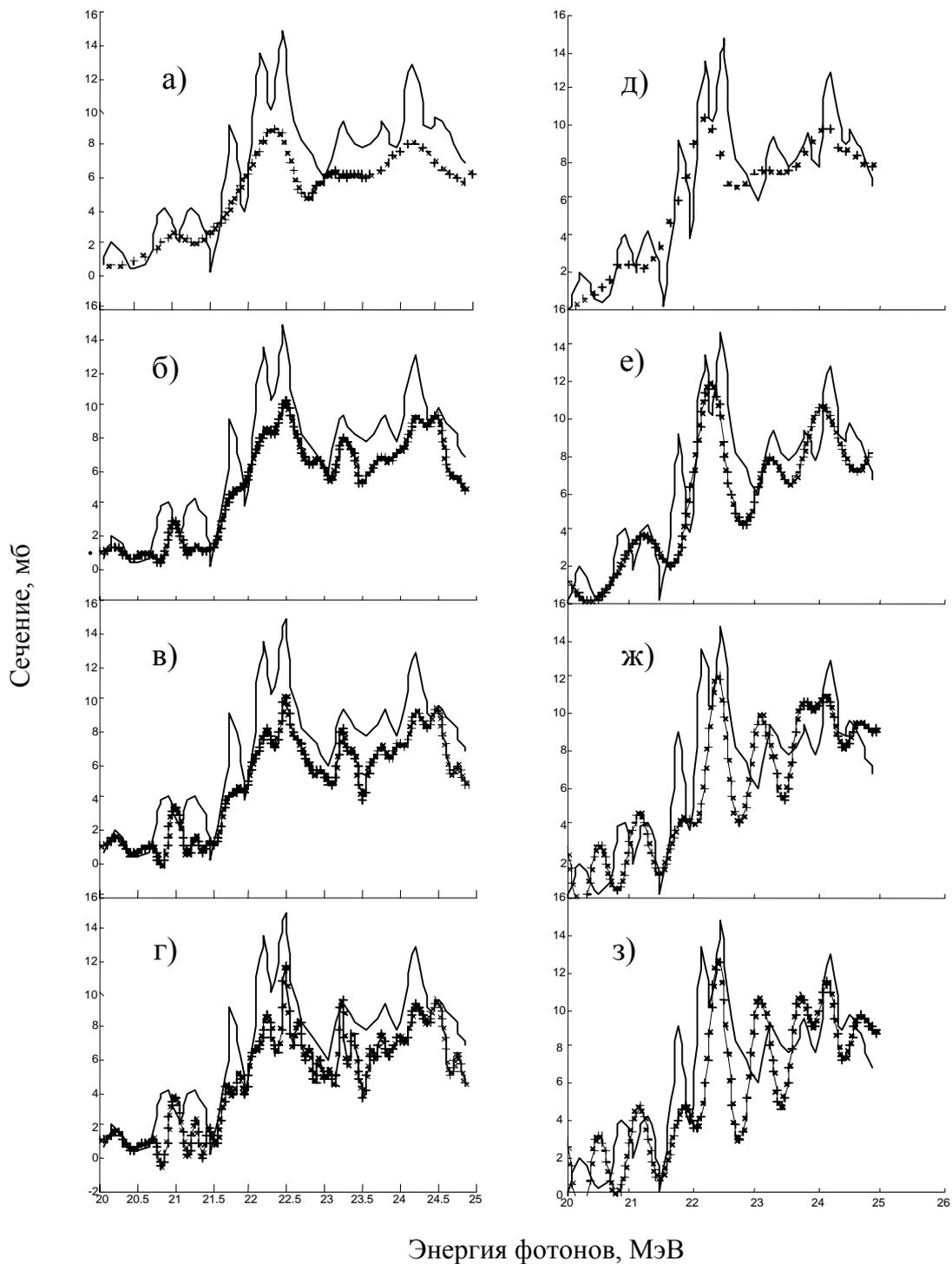


Рис. 10. Сравнение сечений реакции $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$, полученных с помощью метода редукции из результатов (2) экспериментов с квазимоноэнергетическими фотонами ([11] - кресты, слева; заявленное разрешение $\Delta E = 600 - 750$ кэВ; [12] - кресты, справа, заявленное разрешение $\Delta E = 180 - 280$ кэВ), с результатами эксперимента с тормозным излучением (/50/ - сплошная линия, все графики).
Сверху вниз – результаты обработки с разрешением ΔE соответственно 250, 150 и 100 кэВ.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
1. Систематические расхождения результатов фотоядерных экспериментов, выполненных с помощью разных фотонных пучков.....	5
2. Методика проведения экспериментов на пучках квазимоноэнергетических фотонов, получаемых при аннигиляции релятивистских позитронов.....	7
2.1. Аннигиляция на лету релятивистских позитронов.....	7
2.2. Разностная методика получения информации о сечении реакции.....	8
3. Анализ результатов разных экспериментов.....	9
3.1. Краткое описание метода редукиции.....	9
3.2. Моделирование формы эффективного спектра фотонов.....	11
3.3. Сравнение информации о сечении реакции, извлекаемой с помощью метода редукиции из результатов, полученных на разных стадиях эксперимента с квазимоноэнергетическими фотонами.....	12
3.3.1. Реакция $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$	12
3.3.2. Реакция $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$	19
3.3.3. Результаты обработки данных по реакции $^{16}\text{O}(\gamma, xn)$	21
Заключение.....	22
Список литературы.....	25
Рисунки.....	27

**Владимир Васильевич Варламов
Борис Саркисович Ишханов
Дмитрий Сергеевич Руденко
Михаил Евгеньевич Степанов**

**Структура гигантского дипольного резонанса
в экспериментах на пучках
квазимоноэнергетических фотонов**

Препринт НИИЯФ МГУ 2002-19/703

Работа поступила в ОНТИ 22.08.2002

ИД № 00545 от 06.12.1999

Издательский отдел
Учебно-научного центра довузовского образования

117246 Москва, ул. Обручева, 55А
119992, Москва, Ленинские горы, ГЗ МГУ, Ж-105а
Тел./факс (095) 718-6966, 939-3934
e-mail: 12dat@abiturcenter.ru
<http://www.abiturcenter.ru>

Гигиенический сертификат №77.99.2.925.П.9139.2.00 от 24.02.2002
Налоговые льготы - Общероссийский классификатор продукции
ОК-005-93, том 1-953000

Заказное. Подписано в печать 10 09 2002г. Формат 60x90/16
Бумага офсетная №2 Усл. Печ. Л. 1.94
Тираж 50 экз. Заказ № 189

Отпечатано в Мини-типографии УНЦДО