

ДОСТОВЕРНОСТЬ ДАННЫХ ПО ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЮ ЯДРА ^{181}Ta , ПОЛУЧЕННЫХ РАЗНЫМИ МЕТОДАМИ

В.В.Варламов, В.Н.Орлин, Н.Н.Песков, Т.С.Полевич

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына
МГУ имени М.В.Ломоносова

RELIABILITY OF ^{181}Ta PHOTODISINTEGRATION DATA OBTAINED USING VARIOUS METHODS. Using data physical reliability objective absolute criteria the various methods investigations results of ^{181}Ta photodisintegration were analysed. As criteria the special transitional functions $F_i^{\text{exp}} = \sigma^{\text{exp}}(\gamma, \text{in}) / \sigma^{\text{exp}}(\gamma, \text{xn})$ that for various ($i = 1, 2, 3, \dots$) reactions must not have values more than 1.00, 0.50, 0.33 were used. That was shown that (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ and $(\gamma, 3n)$ reactions cross sections experimental data obtained using the multiplicity neutron sorting methods based on their kinetic energy measurement are not satisfy to absolute criteria and therefore are not physically reliable. In the frame of new experimentally-theoretical method free from neutron multiplicity problems using functions $F_i^{\text{theor}} = \sigma^{\text{theor}}(\gamma, \text{in}) / \sigma^{\text{theor}}(\gamma, \text{xn})$ calculated in the frame of modern photonuclear reaction model new reliable data for partial reaction cross sections $\sigma^{\text{eval}}(\gamma, \text{in}) = F_i^{\text{theor}} \cdot \sigma^{\text{exp}}(\gamma, \text{xn})$ were evaluated. That was shown that evaluated data are in agreement with the results of ^{181}Ta photodisintegration experiments carried out using the method of induced activity. The possible reasons of neutron multiplicity from kinetic energy measurement information distortion are discussed.

Введение

Достоверные данные о сечениях парциальных фотоядерных, прежде всего, фотонейтронных, реакций, таких как (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, широко востребованы не только в фундаментальных и прикладных ядерно-физических исследованиях, но также и в разнообразных практических приложениях в разных областях науки и техники, включая самые современные, например - мониторингирование светимости встречных пучков тяжелых ионов (используется явление электромагнитной диссоциации сталкивающихся ядер, основным механизмом которой является возбуждение и последующий распад по одонейтронному каналу гигантских дипольных резонансов (ГДР) в каждом из сталкивающихся ядер).

Прямой метод исследования таких реакций является регистрация наведенной активности конечного ядра, идентификация которого позволяет однозначно выделить реакцию с конкретным числом образовавшихся нейтронов. Однако, далеко не всегда конечное ядро реакции имеет активность (энергия линии γ -перехода, период полураспада), удобную для ее регистрации. В этой связи подавляющее большинство данных о сечениях парциальных реакций получены в экспериментах, в которых использовались различные методы разделения образующихся в реакциях нейтронов по множественности. Так, в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами множественность нейтронов определялась с помощью методов измерения

связанной с ней их кинетической энергии: предполагалось, что единственный нейтрон из реакции (γ, n) должен иметь энергию, большую по сравнению с энергиями каждого из двух нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$. Подавляющее большинство экспериментальных данных этого типа получено с использованием 2 разных методов – метод кольцевых отношений (Лоуренсовская Ливерморская национальная лаборатория (National Lawrence Livermore Laboratory), Ливермор, США) и специальная энергетическая калибровка эффективности детектора (Центр ядерных исследований Франции (France Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay), Сакле, Франция).

В экспериментах с тормозным γ -излучением (Московский и Саратовский государственные университеты, Институт ядерных исследований РАН, Объединенный институт ядерных исследований в России, Харьковский физико-технический институт на Украине, университете Мельбурна в Австралии и др.) для выделения вклада нейтронов с множественностью 1 в сечение реакции полного выхода

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

применялись соотношения статистической теории ядерных реакций, а сечения реакций с образованием нейтронов с большей множественностью определялись с помощью соответствующих разностных процедур.

Различие методов разделения фотонейтронов по множественности, по существу означающее различие условий проведения экспериментов, привело к заметному расхождению их результатов, которое имеет явно выраженный систематический характер [1 - 3]. Так, данных по сечениям реакции полного выхода нейтронов, свободным от проблем разделения фотонейтронов по множественности, полученных с помощью квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе и Сакле относительно близки. В то же время данные по сечениям парциальных реакций, входящих в соотношение (1) с соответствующими коэффициентами множественности, заметно различаются – сечения реакций с образованием 1 нейтрона, полученные в Сакле, имеют величины, существенно (до 60 %) большие, а сечения реакций с образованием 2 нейтронов, напротив – меньшие по сравнению с соответствующими данными, полученными в Ливерморе.

Конкретные данные [1, 2] для отношения интегральных сечений $\sigma_{\text{инт}}^{\text{С}}/\sigma_{\text{инт}}^{\text{Л}}$ различных реакций на ядре ^{181}Ta , полученные в области энергий до 25 МэВ по данным Сакле [4] и Ливермора [5], приведены в Таблице 1 и позволяют сделать следующие заключения:

- между данными по сечению реакции полного выхода нейтронов (γ, xn) , полученными в Сакле и Ливерморе, имеются существенные (~ 20 %) расхождения по абсолютной величине, которые могут быть обусловлены погрешностями в определении потоков фотонов и эффективностей использованных детекторов нейтронов;
- соотношения между сечениями парциальных реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$, полученными в Сакле и Ливерморе, существенно отличаются от соотношения между сечениями реакции (γ, xn) . В работах, посвященных исследованию причин и способов преодоления расхождений такого типа [1 – 3, 6 – 9], было показано, что эти причины, очевидно, обусловлены недостатками экспериментальных методов определения множественности фотонейтронов.

Таблица 1.

Сравнение отношений (Сакле/Ливермор) величин интегральных сечений реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, xn) на ядре ^{181}Ta .

$R(n) = \sigma_{\text{инт}}^{\text{С}}(\gamma, n)/\sigma_{\text{инт}}^{\text{Л}}(\gamma, n)$	$R(2n) = \sigma_{\text{инт}}^{\text{С}}(\gamma, 2n)/\sigma_{\text{инт}}^{\text{Л}}(\gamma, 2n)$	$R(xn) = \sigma_{\text{инт}}^{\text{С}}(\gamma, xn)/\sigma_{\text{инт}}^{\text{Л}}(\gamma, xn)$
1.7 (2180/1300)	0.9 (790/881)	1.2 (3760/3062)

Как отмечалось выше, известен метод исследования парциальных реакций, по существу альтернативный методу разделения нейтронов по множественности – метод наведенной активности, в котором вместо идентификации нейтронов, образующихся в реакции, используется идентификация конечного ядра этой реакции. Поскольку такой метод имеет вполне естественные ограничения (конечные ядра могут иметь радиоактивность, не вполне удобную для проведения эффективных измерений, или вообще быть стабильными ядрами) количество ядер, для которых идентификация реакций осуществлялась по конечным ядрам с помощью метода наведенной активности, весьма невелико.

Изотоп ^{181}Ta , исследованию фоторасщепления которого посвящена настоящая работа, является одним из таких немногих.

1. Расхождения данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций, полученных в Сакле и Ливерморе

В работах [1, 2] данные по фоторасщеплению ядра ^{181}Ta , полученные в Сакле [4] и Ливерморе [5], были проанализированы совместно с результатами исследований на этом ядре реакций (e, xn) , (e, n) и $(e, 2n)$. При этом сечение реакции (e, xn) определялось путем подсчета количества испускаемых нейтронов, а для определения сечения реакции (e, n) дополнительно использовался и метод наведенной активности (с помощью Ge-Li детектора регистрировался распад изотопа ^{180}Ta , $E_\gamma = 93.3$ кэВ). После соответствующей нормировки экспериментальных сечений реакций $\sigma(e, xn)$ и $\sigma(e, n)$ сечение реакции $^{181}\text{Ta}(e, 2n)$ было получено с использованием очевидного соотношения,

$$\sigma(e, 2n) = \frac{1}{2}(\sigma(e, xn) - \sigma(e, n)), \quad (2)$$

вклад парциального сечения реакции $\sigma(e, n)$ в сечение реакции полного выхода нейтронов $\sigma(e, xn)$ в котором определялся с помощью метода наведенной активности.

Поскольку сечения электро- и фоторасщепления ядер связаны между собой с помощью спектров виртуальных фотонов, сечение реакции $\sigma(e, 2n)$ было рассчитано с использованием соответствующих данных Сакле и Ливермора для сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$. На Рис. 1 проводится сравнение [2] экспериментального сечения (в [2] эти данные были представлены в полулогарифмическом масштабе) реакций $\sigma(e, 2n)$ с результатами пересчета $\sigma(\gamma, 2n) \rightarrow \sigma(e, 2n)$. Хотя данные по сечениям реакций $\sigma(e, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ не могут быть сопоставлены по абсолютной величине (реальный и виртуальный спектры фотонов различаются), очевидно, что данные Ливермора [5] по сечению реакции $\sigma(e, 2n)$ вполне согласуются с результатами независимого альтернативного эксперимента, а данные Сакле [4] оказываются определенно существенно заниженными.

Занижение данных Сакле было интерпретировано как следствие погрешностей использованного метода разделения фотонейтронов по множественности – необоснованного приписывания реакции (γ, n) части нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$, что и приводило к соответствующим погрешностям в их соотношении между собой. Для учета таких погрешностей был предложен простой и вполне прямой метод взаимной коррекции данных, полученных как в Сакле, так и в Ливерморе [1, 2].

Он представляет собой пересчет данных для «плохих» сечений реакций $\sigma(\gamma, 2n)$, полученных в Сакле, по формулам

$$R = \sigma^{xn}_C / \sigma^{xn}_L = (\sigma^n_C + 2\sigma^{2n}_C) / (\sigma^n_L + 2\sigma^{2n}_L), \quad (3)$$

$$R\sigma^{2n}_L = \sigma^{2n}_C^* = \sigma^{2n}_C + \frac{1}{2}(\sigma^n_C - R\sigma^n_L), \quad (4)$$

$$\sigma^{xn}_C = (\sigma^n_C + 2\sigma^{2n}_C) = R\sigma^{xn}_L = R(\sigma^n_L + 2\sigma^{2n}_L), \quad (5)$$

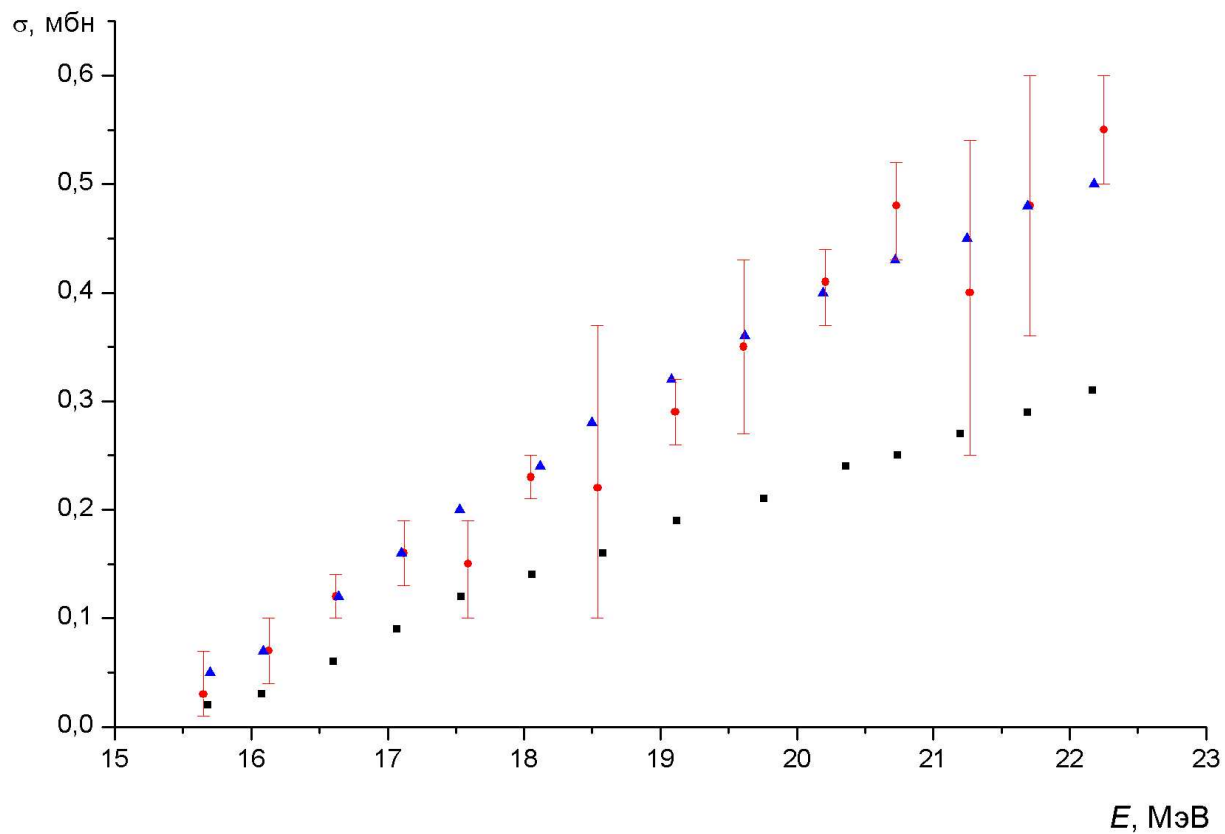


Рис. 1. Сравнение сечений реакции $^{181}\text{Ta}(e,2p)$, пересчитанных из данных Сакле ([4] – квадраты) и Ливермора ([5] – треугольники), с результатами независимого эксперимента (точки с погрешностями), выполненного с помощью метода наведенной активности [2].

согласно которым часть ($\frac{1}{2}(\sigma^n_c - R\sigma^n_l)$) сечения реакции (γ, n) , ошибочно к ней отнесенная, «возвращается» в сечение реакции $(\gamma, 2n)$ с использованием взаимной нормировки (3) данных по сечению реакции полного выхода (1) в области энергий до порога B_{2n} реакции, в которой данные обеих лабораторий должны быть идентичными.

Взаимная нормировка данных по сечению реакции (γ, xn) полного выхода нейтронов (3) проводилась по соответствующим рассчитанным интегральным сечениям после некоторой корректировки энергетических шкал (смещения сечений, полученных в Ливерморе, к сечениям, полученным в Сакле), выполненной с использованием данных об энергетических центрах тяжести сравниваемых сечений. Целью такой корректировки являлось наилучшее согласование данных обеих лабораторий в области энергий до порога B_{2n} реакции $(\gamma, 2n)$, в которой они не зависят от способа разделения нейтронов по множественности, и, следовательно, должны быть идентичными. Такой подход был использован [1, 2] для обработки 12 ядер, исследованных как в Сакле, так и в Ливерморе.

Впоследствии эти данные были обработаны [3] более аккуратно. К ним были добавлены данные еще для 7 ядер, в результате чего были системно проанализированы данные для 19 ядер - ^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116,117,118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U , исследованных как в Сакле, так и в Ливерморе.

На Рис. 2 представлены результаты применения такого подхода к обработке данных для ядра ^{181}Ta , полученных в Сакле [4] и Ливерморе [5]. Хорошо видно, что сечения обеих исследованных парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, сильно различавшиеся исходно, оказываются после описанной обработки весьма близкими друг к другу, точнее – данные Сакле оказываются близкими к данным Ливермора. Согласие скорректированных данных для всех 19 совместно рассмотренных ядер дало основания полагать, что проблема систематических расхождений «плохих» данных Саклэ и «хороших» данных Ливермора получила свое разрешение.

Однако, для многих из исследованных ядер обращало на себя внимание странное поведение сечений реакции $\sigma(\gamma, n)$ в области энергий выше порога B_{2n} реакции $\sigma(\gamma, 2n)$: в то время как «плохие» сечения, полученные в Сакле, ведут себя типично для сечения ГДР и плавно уменьшаются, приближаясь к нулевым значениям, «хорошие» сечения, полученные в Ливерморе, вместо плавного уменьшения за максимумом ГДР достаточно резко спадают, достигая нулевого значения, затем такие сечения часто попадают в область физически недостоверных отрицательных значений, после чего возвращаются в область положительных значений и т.д.

В работах [6 - 9] было показано, что подобное физически недостоверное поведение данных по сечению однеитронной реакции, полученных в Ливерморе, наблюдается для целого ряда ядер - ^{90}Zr , ^{115}In , $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{197}Au , ^{208}Pb , то есть имеет системный характер.

Различие в поведении «хорошего» сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, полученного в Ливерморе [5] и «плохого» сечения, полученного в Сакле [4], хорошо иллюстрирует Рис. 2б. Вместо типичного плавного уменьшения за максимумом ГДР «хорошее» сечение Ливермора достаточно резко спадает, достигая нулевого значения при энергии ~ 17.5 МэВ. При больших энергиях нейтронов с множественностью 1 не было идентифицировано, что делает ширину ГДР на этом ядре аномально малой и нетипичной для ширины ГДР этой области массовых чисел.

Такое поведение сечения реакции (γ, n) рождает серьезные сомнения в том, что оно действительно является «хорошим», то есть, свободным от погрешностей экспериментального метода разделения фотонейтронов по множественности. Все это делает весьма актуальной задачу нахождения независимых объективных критериев надежности и достоверности данных о парциальных фотонейтронных реакциях, которые могли бы быть использованы не только в тех случаях, когда обязательно имеются данные обеих лабораторий.

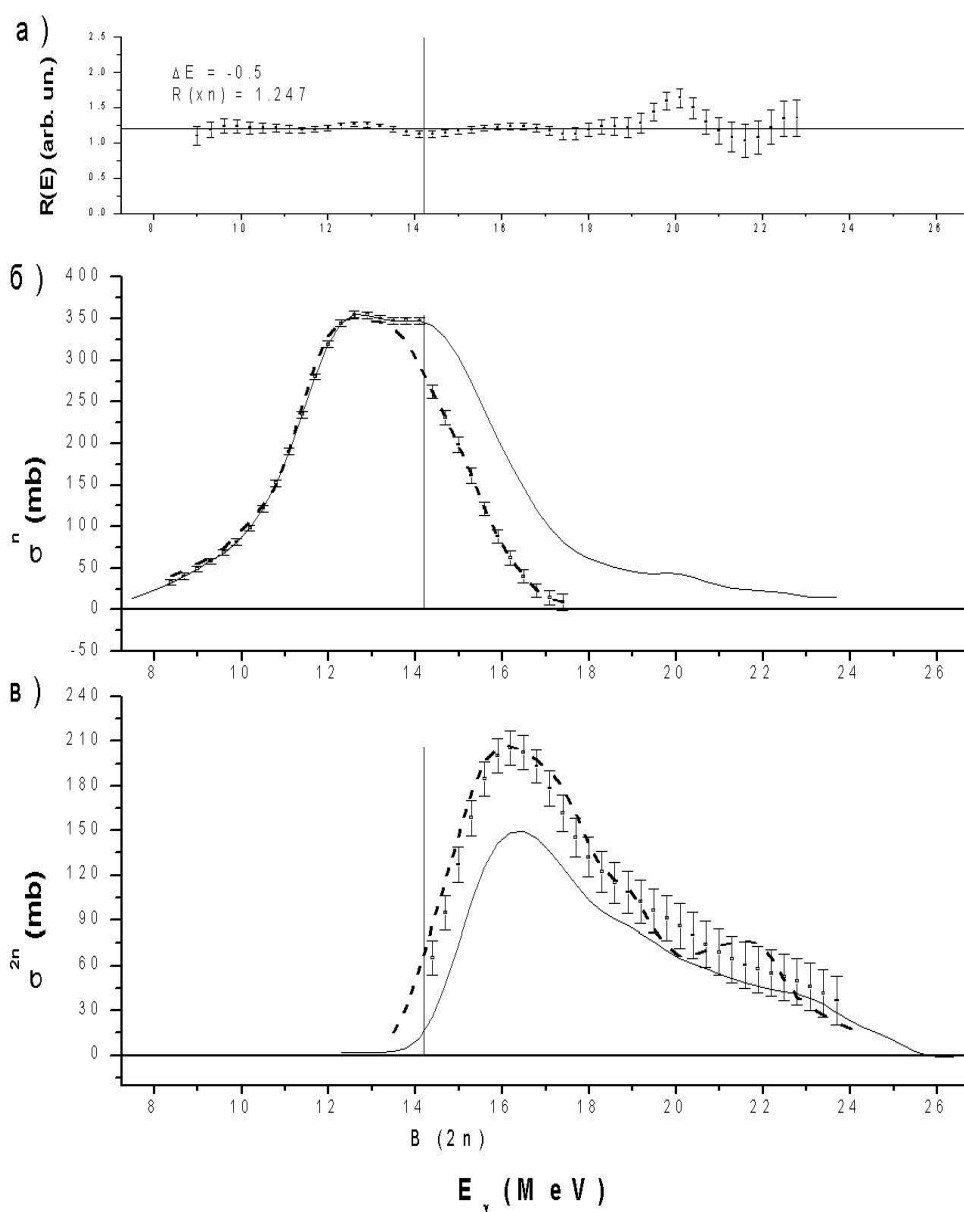


Рис. 2. Результаты взаимной корректировки сечений полной и парциальных фотонейтронных реакций для ядра ^{181}Ta , полученных в Сакле [4] и Ливерморе [5]:

- а) отношения $R(E)$ сечений (γ, xn) реакции; указаны значения ΔE и $R(xn)$;
- б) данные для сечений реакций (γ, n) :
 - сплошная линия – исходные данные Сакле σ_C^n ;
 - точки с ошибками – скорректированные данные (4) Сакле σ_C^{n*} ;
 - пунктир – оцененные данные (5) Ливермора $R\sigma_L^n$;
- в) данные для сечений реакций $(\gamma, 2n)$:
 - сплошная линия – исходные данные Сакле σ_C^{2n} ;
 - точки с ошибками – оцененные данные ((3) – (5)) Сакле σ_C^{2n*} ;
 - пунктир – оцененные данные Ливермора $R\sigma_L^{2n}$.

2. Объективные критерии надежности данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций

В качестве объективной оценки того, насколько надежно происходит в конкретном эксперименте разделение фотонейтронов по множественности, было предложено [6 – 9] использовать специальные переходные функции множественности $F_i = \sigma(\gamma, in)/\sigma(\gamma, xn)$ (Рис. 2):

$$F_1 = \sigma(\gamma, 1n)/\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n)/[\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \dots + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots], \quad (5)$$

$$F_2 = \sigma(\gamma, 2n)/\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 2n)/[\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \dots + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots], \quad (6)$$

$$F_3 = \sigma(\gamma, 3n)/\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 3n)/[\sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \dots + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots]. \quad (7)$$

Эти функции обладают целым рядом свойств, делающих их простыми, удобными и абсолютными средствами анализа надежности и достоверности экспериментальных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций. Дело в том, что в соответствии с их определениями ((5) – (7)) эти функции ни при каких условиях не могут иметь величин, больших, соответственно, значений 1.00, 0.50, 0.33. Превышение этих абсолютных пределов определенно означает физически некорректный учет распределения нейтронов между реакциями $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ в области энергий до порога $V3n$ реакции $(\gamma, 3n)$, а также $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ при больших энергиях.

Как правило, это находит свое отражение в появлении в заниженных сечениях реакции $\sigma(\gamma, n)$ физически недостоверных отрицательных значений. Поскольку физически недостоверное поведение сечений реакций оказывается связанным с превышением определенных абсолютных пределов, правильнее говорить о критериях ненадежности и недостоверности данных.

На Рис. 3 представлены функции $F_{1,2,3}$, рассчитанные для ядра ^{181}Ta в рамках современной предравновесной модели фотоядерных реакций, основанной на использовании плотностей ядерных уровней, рассчитанных в модели Ферми-газова [10, 11]. В этой и подобных (например, [12]) моделях в последнее время при описании отдельных каналов формирования и распада ГДР и их конкуренции между собой для большого числа ядер достигнут очевидный прогресс. В частности, оказалось возможным [10, 11] детально проследить влияние на процессы формирования и распада ГДР эффектов, обусловленных деформацией ядра, конфигурационным и изоспиновым расщеплениями ГДР.

На Рис. 3 приведены также и соответствующие теоретические функции

$$F_1^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 1n)/\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn), \quad (8)$$

$$F_2^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)/\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn), \quad (9)$$

$$F_3^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, 3n)/\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn), \dots \quad (10)$$

В то время, как функции F_1 и F_3 не представляют особого интереса, первая в силу тривиальности, вторая – в силу отсутствия достаточного количества данных, функция F_2 позволяет весьма эффективно контролировать надежность и достоверность соотношений между сечениями сразу трех обсуждаемых парциальных реакций.

Это обусловлено следующими специфическими свойствами функции F_2 :

- 1) при любых энергиях фотонов по определению (6) $F_2 \leq 0.5$;
- 2) отклонение от значения 0.5 в области малых энергий обусловлено проявлением сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$; при возрастании энергии фотонов значения функции $F_2(E)$ должны «снизу» стремиться к значению 0.5;
- 3) отклонения значений функции $F_2(E)$ от значения 0.5 в области энергий, больших порога $V3n$ реакции $(\gamma, 3n)$ определяются величиной $3\sigma(\gamma, 3n)$, которая проявляется на спадающем участке сечения реакции $(\gamma, 2n)$.

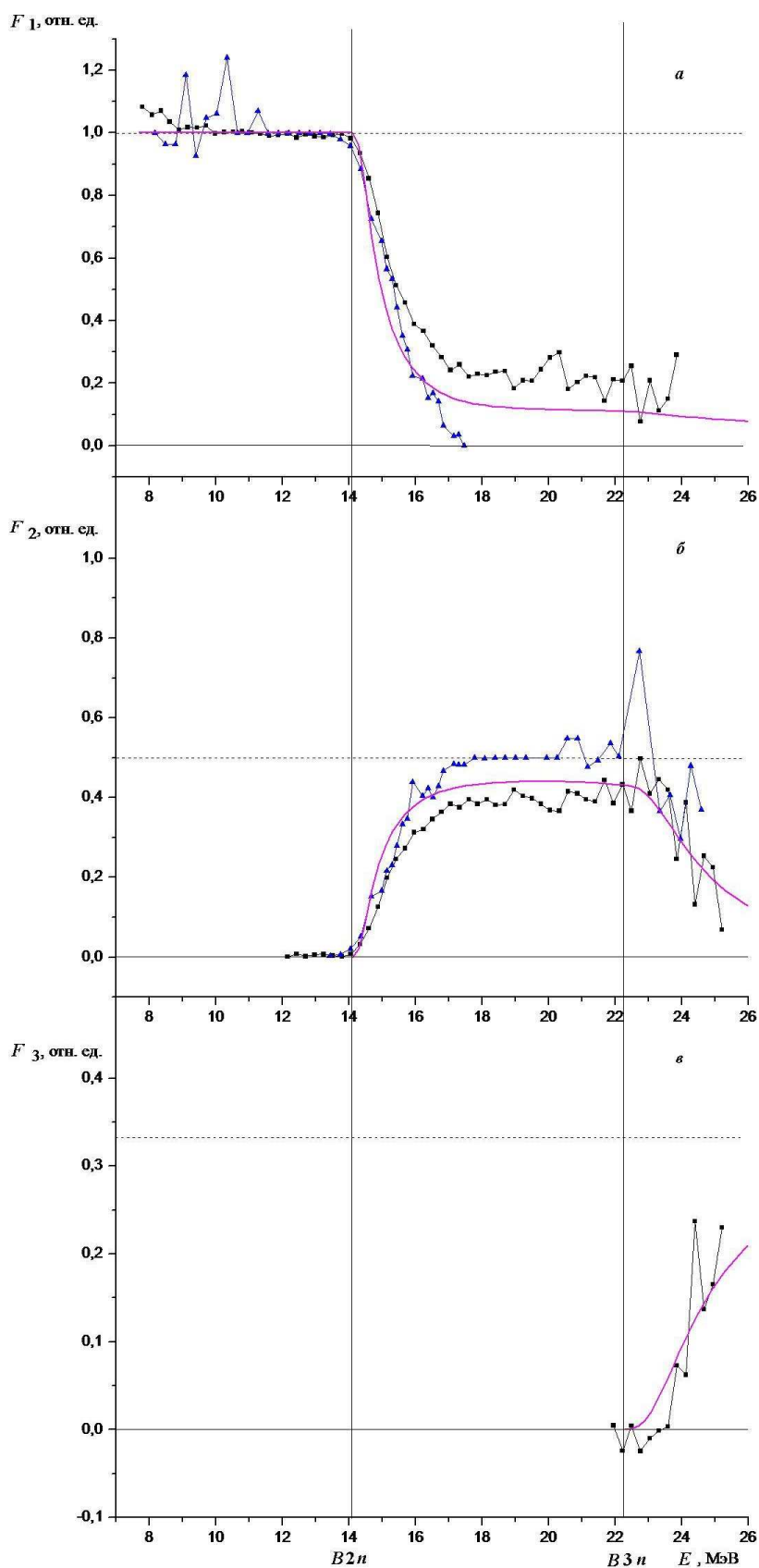


Рис. 3. Сравнение экспериментальных переходных функций $F_i^{\text{эксп.}}$, полученных по данным Сакле ([4] - квадраты) и Ливермора ([5] - треугольники) для ядра ^{181}Ta , с результатами расчетов [10, 11] $F_i^{\text{теор}}$ (сплошная линия): а) F_1 , б) F_2 , в) F_3 .

Приведенные на Рис. 3б результаты расчета функции $F_2^{\text{теор}}(E)$ дают ясное представление о ее физически достоверном поведении. В области энергий до порога В2п реакции $(\gamma, 2n)$ $F_2^{\text{теор}} = 0$, затем $F_2^{\text{теор}}$ возрастает в соответствии с конкуренцией увеличивающегося сечения реакции $(\gamma, 2n)$ и уменьшающегося сечения реакции (γ, n) , и приближается снизу к абсолютному пределу «const = 0.5», нигде его не достигая. В области энергий выше порога В3п реакции $(\gamma, 3n)$ $F_2^{\text{теор}}(E)$ уменьшается в связи с появлением в знаменателе отношения (9) вклада $3\sigma(\gamma, 3n)$.

Рис. 3б, на котором представлены функции $F_2^{\text{эксп.}}$, полученные с использованием данных [4, 5] для реакций $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$ и $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$, дает представление о возможностях этой функции как критерия ненадежности данных о сечениях рассматриваемых реакций. Z

Хорошо видно (Рис. 1б), что при энергии ~ 17.5 МэВ сечение реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, полученное в Ливерморе, резко спадет до 0 и при больших энергиях отсутствует. В полном соответствии с определением (6) области энергий $\sim 17.5 - 21.0$ МэВ $F_2^{\text{эксп.}} = 0.5$. При больших энергиях появляются и физически недостоверные ($F_2^{\text{эксп.}} > 0.5$) значения $\sim 0.55, 0.75$, с очевидностью свидетельствующие о некорректности определения множественности нейтронов. Все это рождает серьезные сомнения в том, что сечение реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, полученное в Ливерморе, действительно является «хорошим», то есть, свободным от погрешностей экспериментального метода разделения фотонейтронов по множественности (определения вкладов нейтронов различной множественности в сечение полного выхода нейтронов (1)). Такие сомнения подтверждаются и весьма характерным (хотя и менее наглядным) поведением функции $F_1^{\text{эксп.}}$ (Рис. 2а).

Поведение функций $F_{1,2,3}^{\text{эксп.}}$, полученных по данным Сакле, свидетельствует о том, что сечение реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ завышено, а реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$ – занижено по сравнению не только с данными Ливермора, но и с результатами теоретических расчетов.

На основании сравнения поведения функции $F_3^{\text{эксп.}}$, полученной по данным Сакле в области энергий, больших порога В3п реакции $(\gamma, 3n)$, с результатами теоретических расчетов, можно сделать вывод о том, что вклад нейтронов с множественностью 3 в эксперименте, выполненном в Сакле, был определен вполне корректно.

3. Данные о сечениях парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{181}Ta , оцененные в рамках нового экспериментально-теоретического подхода

Выше уже отмечалось, что ситуация, подобная той, что имеет место в случае данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{181}Ta (существенные систематические расхождения данных по сечениям парциальных реакций), является достаточно типичной. Для оценки надежных данных по сечениям парциальных реакций, был предложен новый экспериментально-теоретический подход [6 – 9, 13], по существу свободный от недостатков разных экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности. Суть нового подхода кратко заключается в следующем.

Для оценки сечений парциальных реакций используются лишь экспериментальные данные, которые не зависят от проблем разделения фотонейтронов по множественности – сечение реакции $\sigma^{\text{эксп.}}(\gamma, xn)$ полного выхода нейтронов (1). В него сечения всех парциальных реакций входят с соответствующими коэффициентами (1, 2, 3,...) множественности нейтронов. Для учета конкуренции различных каналов распада ГДР используются соотношения теоретической модели фотоядерных реакций – предравновесной модели ядерных реакций, основанной на использовании плотностей ядерных уровней, полученных в модели Ферми-газа [10, 11]: рассчитываются сечения фотоядерных реакций с образованием различного числа нуклонов, и на их основе строятся соответствующие переходные функции

$F_i^{\text{теор}}$ ((8) – (10)). С помощью этих функций на основе экспериментальных данных о сечении реакции $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ оцениваются данные о сечениях парциальных реакций:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n) = F_1^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn), \quad (11)$$

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n) = F_2^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn), \quad (12)$$

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 3n) = F_3^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn), \dots \quad (13)$$

В связи со сказанным, особое значение приобретает оценка наиболее надежного и достоверного сечения реакции полного выхода нейтронов $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$. На Рис. 4 представлены результаты 6 выполненных экспериментов по определению этого сечения реакции, из которых в двух ([4, 5]) использовались квазимоноэнергетические аннигиляционные фотоны, в трех ([14 - 16]) – тормозное γ -излучение, а шестое ([3]) представляет собой сечение, оцененное по методу, описанному выше ((3)- (5)). Сечение, полученное в Ливерморе [5], смещено на 0.5 МэВ в сторону меньших энергий (к данным Сакле) и умножено на $R = 1.24$ (3), то есть отнормировано по области энергий до порога B2n реакции $(\gamma, 2n)$.

Данные Сакле для сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$ в работе [5] представлены (как и для сечений реакций $^{181}\text{Ta}(\gamma, sn)$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)$ и $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)$) лишь до энергии ~ 25 МэВ, а сечение реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)$ приведено до энергии ~ 37 МэВ. В этой связи здесь и далее в качестве сечения реакции $\sigma(\gamma, xn)$, полученного в Сакле, приводится соответствующая сумма (1) сечений парциальных реакций, в области энергий до 25 МэВ совпадающая с приведенным в работе [4] сечением реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$.

В Таблице 2 приведены основные характеристики (положение и величина) анализируемых сечений реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$, рассчитанные до энергии 20 МэВ.

Таблица 2.

Энергетические центры тяжести $E^{\text{ц.т.}}$ и интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$, рассчитанные для предела интегрирования $E^{\text{инт}} = 20$ МэВ.

Источник данных	$E^{\text{ц.т.}}$, МэВ	$\sigma^{\text{инт}}$, МэВ•мбн	$\sigma^{\text{инт}}/\sigma^{\text{инт}}$, отн.ед.
квазимоноэнергетические фотоны			
Bergere et.al. [4]	14.9 ± 0.1	3288.3 ± 6.6	1
Bramblett et.al. [5]	15.3 ± 0.1	2667.6 ± 49.5	1.24
тормозное γ -излучение			
Ишханов и др.[14]	14.9 ± 0.1	3112.3 ± 54.3	1.05
Беляев и др. [15]	15.1 ± 0.1	3246.7 ± 7.7	1.01
Богданкевич и др. [16]	14.8 ± 0.1	3685.8 ± 41.5	0.89
оценка по методу ((3) – (5))			
Варламов и др. [3]	14.9 ± 0.1	3369.4 ± 40.4	0.98
теоретические расчеты			
Ишханов и др.[10, 11]	14.8 ± 0.14	3272.8 ± 47.4	0.99

Из данных Рис. 4 и Таблицы 2 видно, что в области энергий до ~ 20 МэВ все анализируемые сечения имеют близкую форму, тогда как при больших энергиях, все 3 сечения, полученные с помощью тормозного γ -излучения [14 – 16], отличаются от сечений, полученных с помощью квазимоноэнергетических фотонов. Причины таких расхождений не вполне ясны но, предположительно, могут быть обусловлены проблемами восстановления (unfolding) сечений реакции из экспериментальных ее выходов.

Из данных Таблицы 2 следует, что в области энергий до ~ 20 МэВ анализируемые сечения за исключением полученного в Ливерморе [5] достаточно хорошо согласуются между собой по величине интегрального сечения. Для данных Ливермора [5] в рассматриваемом случае ядра ^{181}Ta имеются явные проблемы с нормировкой.

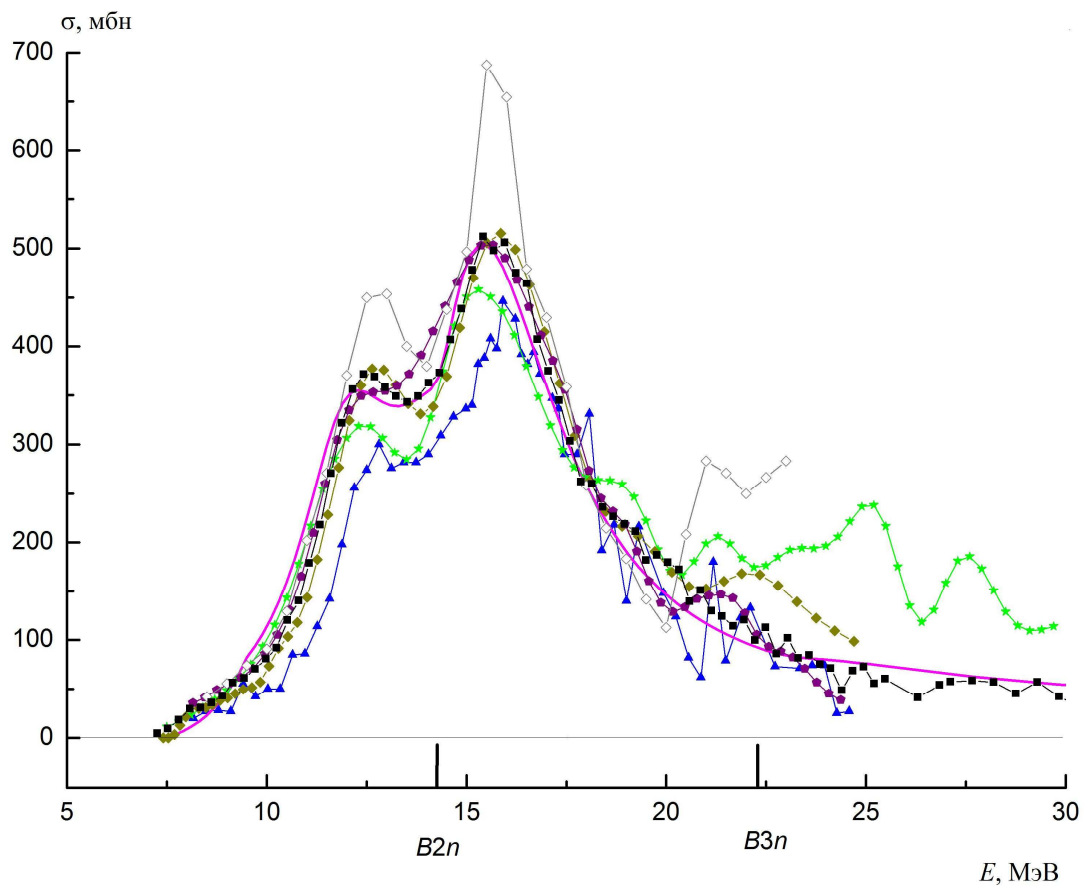


Рис. 4. Сравнение экспериментальных и теоретических данных по сечению реакции полного выхода нейтронов $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$: Сакле [4] – квадраты (сечение полного выхода, полученное путем соответствующего суммирования сечений парциальных реакций с учетом множественности нейтронов), Ливермор [5] – треугольники, [14] – звезды (сглажено), [15] – ромбы заполненные, [16] – ромбы пустые, [3] – пятиугольники, теория – сплошная линия.

Соотношения величин сечений реакций (γ, xn), полученных в разных лабораториях, были исследованы [17, 18] по данным, для более, чем 500 ядер. Было показано, что сечения, полученные в Ливерморе, имеют систематически меньшие величины по сравнению с данными других лабораторий. Для среднего по всей совокупности данных отношения было получено значение 1.12. Следует отметить, что в рассматриваемом случае фоторасщепления ядра ^{181}Ta расхождение данных Ливермора с остальными оказывается вдвое большим – 1.24.

Следует также обратить внимание на то, что:

- усредненные по согласующимся 5 сечениям значения $E^{\text{ц.т.}}$ и $\sigma^{\text{инт}}$ оказываются весьма близкими к соответствующим значениям для сечения Сакле [4];
- значение $\sigma^{\text{инт}}$ для сечения Сакле (3264) оказывается практически совпадающим с $\sigma^{\text{инт}}$ теоретического сечения (3272).

В связи с отмеченными обстоятельствами, а также вследствие того, что в области энергий до 30 МэВ сечение Сакле весьма близко к теоретическому [10, 11] сечению, именно оно было использовано в качестве исходного для проведения оценки данных в рамках описанного выше нового экспериментально-теоретического метода ((8) – (13)). В соответствии со сказанным выше сечение реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$ было получено суммированием (1) сечений парциальных реакций по данным Сакле [4]. При этом результаты расчетов в соответствии с данными Таблицы 1 для энергетических центров тяжести сравниваемых сечений сдвигались к большим энергиям (на сближение с данными Сакле) на 120 кэВ (14.89 – 14.77 МэВ).

Оцененные в рамках описанного выше экспериментально-теоретического подхода ((11) – (13)) сечения парциальных реакций $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$ и $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178}\text{Ta}$ представлены на Рис. 5в, г, д.

На Рис. 5а приведено исходное для оценки экспериментальное сечение полного выхода нейтронов $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$, полученное по данным Сакле [4] описанным выше способом суммирования сечений парциальных реакций, которое по существу тоже является оцененным. В связи с тем, что энергетические сетки сечений парциальных реакций несколько отличались, приведена соответствующая интерполяция.

На Рис. 5б приведено оцененное полное фотонейтронное сечение

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots, \quad (14)$$

полученное при использовании оцененных сечений парциальных реакций

Для сравнения на Рис. 5 представлены также и исходные экспериментальные данные Ливермора [5].

В Таблице 3 приведены основные характеристики всех сечений, представленных на Рис. 5, рассчитанные для областей энергии до 35 МэВ.

Таблица 3.

Основные характеристики (центр тяжести $E^{\text{ц.т.}}$ и интегральное (до $E^{\text{инт}} = 35.0$ МэВ) сечение $\sigma^{\text{инт}}$) оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций в сравнении с экспериментальными данными Сакле и Ливермора.

Реакция	$E^{\text{ц.т.}}$, МэВ	$\sigma^{\text{инт}}$, МэВ•мбн	$E^{\text{ц.т.}}$, МэВ	$\sigma^{\text{инт}}$, МэВ•мбн	$E^{\text{ц.т.}}$, МэВ	$\sigma^{\text{инт}}$, МэВ•мбн
	Оцененные данные		Данные Сакле [4]		Данные Ливермора [5]	
(γ, xn)	16.7 (1) *)	4078.2 (9.3) *)	16.7 (1)	4078.2 (9.3)	16.2 (10)	3068.3 (63.1)
(γ, sn)	15.8 (1)	3021.9 (36.1)	15.8 (1)	3124.3 (30.8)	15.3 (1)	2199.7 (46.3)
(γ, n)	13.9 (1)	1956.3 (31.0)	14.0 (7)	2189.5 (21.5)	13.3 (8)	1315.7 (20.7)
($\gamma, 2n$)	18.4 (1)	958.3 (17.4)	18.3 (1)	797.4 (20.0)	18.3 (1)	887.0 (41.7)
($\gamma, 3n$)	28.4 (1)	107.3 (6.3)	28.5 (3)	137.4 (100)		

*) Исходное для оценки сечение, полученное по экспериментальным данным Сакле [4].

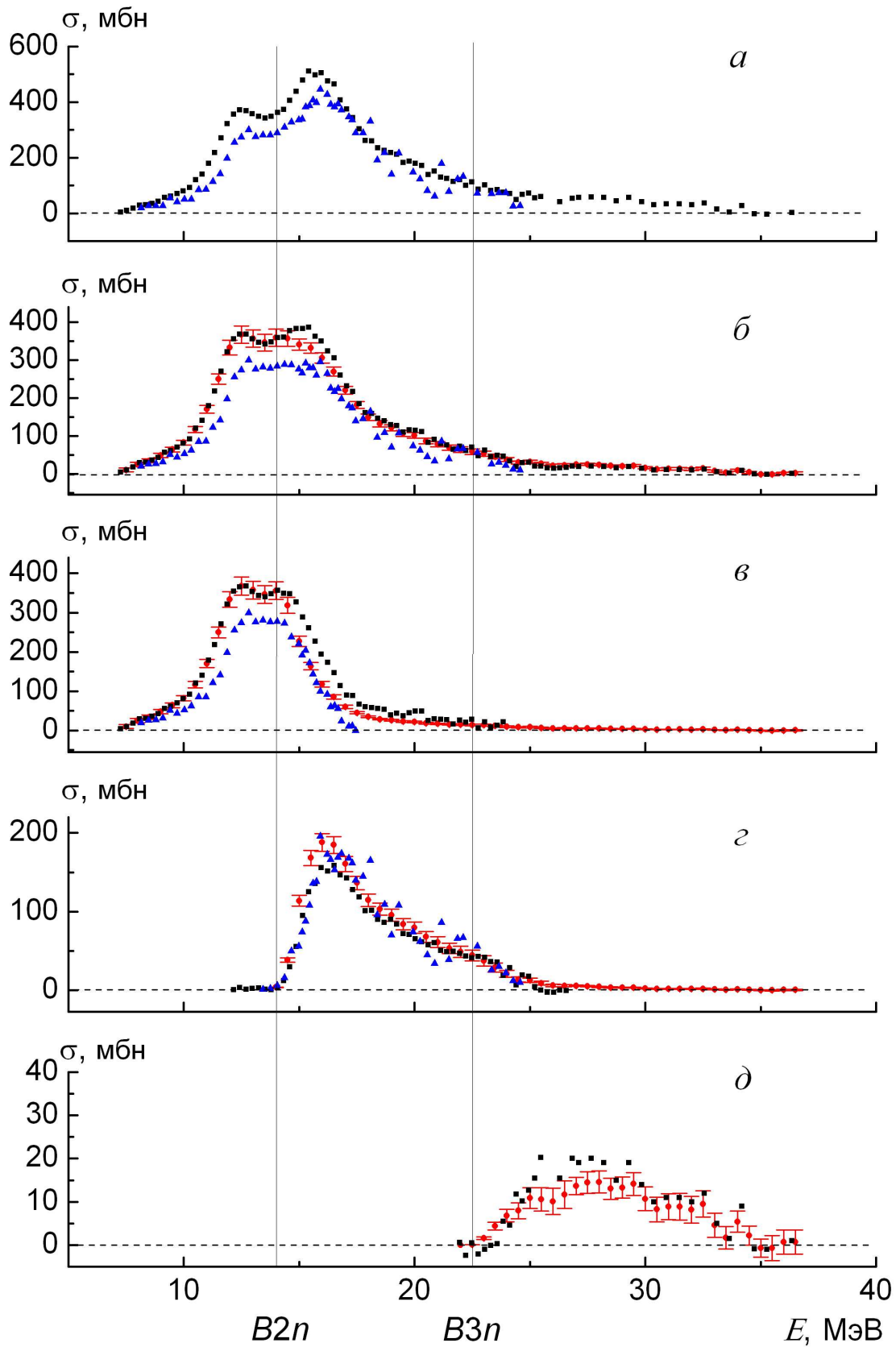


Рис. 5. Сравнение оцененных (точки с погрешностями) и экспериментальных (Сакле [4] – квадраты, Ливермор [5] – треугольники) сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{181}Ta :

а) $\sigma(\gamma, xn)$, б) $\sigma(\gamma, sn)$, в) $\sigma(\gamma, n)$, г) $\sigma(\gamma, 2n)$, д) $\sigma(\gamma, 3n)$.

С точки зрения проблемы надежности и достоверности данных показательным оказывается сравнение между собой экспериментальных и оцененных сечений как полных, так и парциальных реакций. В Таблице 4 приводятся соответствующие отношения интегральных сечений, рассчитанных до энергии $E^{\text{инт}} = 25$ МэВ.

Таблица 4.

Отношения интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ полных и парциальных реакций, рассчитанных до энергии $E^{\text{инт}} = 25$ МэВ по оцененным данным и экспериментальным данным Сакле и Ливермора.

Реакция	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{С [4]}}$	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{Л [5]}}$
(γ, xn)	1	1.24 (3813.8/3068.3)
(γ, sn)	0.96 (2867.3/2998.4)	1.30 (2867.3/2199.7)
(γ, n)	0.88 (1922.4/2189.5)	1.46 (1922.4/1315.7)
($\gamma, 2n$)	1.16 (929.1/797.9)	1.05 (929.1/887.0)

Представленные в Таблице 4 отношения интегральных сечений различных реакций, свидетельствуют о том, что данные Сакле и Ливермора по сечениям парциальных реакций (γ, n) и ($\gamma, 2n$) соотносятся с данными, оцененными в рамках экспериментально-теоретического подхода, не зависящего от разделения нейтронов по множественности, совершенно по-разному:

- по сечению реакции (γ, n) данные Сакле оказываются завышенными на 12 %, а данные Ливермора – заниженными на 46%, что в целом соответствует поведению соответствующих функций F_1 (Рис 3а) для реакции (γ, n);

- по сечению реакции ($\gamma, 2n$) данные Сакле оказываются заниженными на 16 %, а данные Ливермора - также заниженными, но на величину всего 5 %, что также соответствует поведению соответствующих функций F_2 (Рис. 3б) для реакции ($\gamma, 2n$).

Поскольку для представленных в Таблице 4 реакций в рассматриваемой области энергий справедливы соотношения

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, 2n) \quad (15)$$

$$\sigma(\gamma, n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n), \quad (16)$$

видно, что по мере переходов (γ, xn) $\rightarrow$ (γ, sn) $\rightarrow$ (γ, n), сопровождающихся уменьшением доли сечения реакции ($\gamma, 2n$) и возрастанием доли сечения реакции (γ, n), наблюдаются отмечавшееся ранее заметное завышение данных Сакле [4] на 4 % для сечения реакции (γ, sn) и на 12 % для сечения реакции (γ, n). В последнем переходе (γ, n) $\rightarrow$ ($\gamma, 2n$) занижение сечения реакции ($\gamma, 2n$) возрастает до 16 %.

В то же время, видно, что по мере переходов (γ, xn) $\rightarrow$ (γ, sn) $\rightarrow$ (γ, n) занижение данных Ливермора [5] непрерывно возрастает, достигая максимального значения для сечения реакции (γ, n) - $1.24 \rightarrow 13.0 \rightarrow 1.46$. При этом в последующем переходе (γ, n) $\rightarrow$ ($\gamma, 2n$) отношение $\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{Л}}$ резко уменьшается до значения 1.05. То есть наблюдающееся в эксперименте некоторое занижение сечения реакции ($\gamma, 2n$) по данным Ливермора оказывается почти в 10 раз меньшим по сравнению с занижением сечения реакции (γ, n). Это означает, что физически недостоверное поведение функции F_2 (Рис. 3б) в случае данных Ливермора оказывается обусловленным не столько необоснованным приписыванием сечению реакции ($\gamma, 2n$) лишних нейтронов с множественностью 2, сколько очень большой недостачей (46 %) нейтронов с множественностью 1 в сечении реакции (γ, xn) – знаменателе отношения (6). Более того, нейтронов с множественностью 2 в эксперименте Ливермора [5] также недостает (занижение - 5 %).

Причины такой недостачи количества нейтронов с множественностью 1 не ясны, однако именно физически недостоверное занижение сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, отмечавшаяся и при обсуждении Рис. 3а, является причиной существенного занижения и сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$, отмечавшейся при обсуждении данных Рис. 4 и Таблицы 1. Возможное перенормирование (умножение на коэффициент $1.24 = 3818.3/3068.3$, Таблица 5) сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$, полученного в Ливерморе, на «опорные» данные Сакле, ситуацию с разделением вкладов парциальных реакций не улучшает. Такое перенормирование не меняет значений функции F_2 (на коэффициент нормировки умножаются числитель и знаменатель отношения (6)). Однако при этом в 1.24 раза возрастает не только сечение реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, что, естественно, приближает его и к оцененным данным и к данным Сакле, но и сечение реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$. А это ведет к существенному его отклонению и от оцененного сечения и от сечения, полученного в независимом эксперименте с помощью метода наведенной активности [2].

Данные Таблицы 4 дают ясное представление о том, почему:

- данные по обеим парциальным реакциям (γ, n) и $(\gamma, 2n)$, полученные в Сакле, в полном соответствии с интерпретацией независимого эксперимента [2] являются «плохими» - вклад в сечение реакции полного выхода нейтронов (γ, xn) реакции (γ, n) завышен на 12 %, а реакции $(\gamma, 2n)$ - занижен на 16 %;
- данные Ливермора по сечению реакции $(\gamma, 2n)$, были на основании сравнения с результатами независимого альтернативного эксперимента интерпретированы [2] как «хорошие» - их занижение относительно мало – 5 %;
- данные Ливермора по сечению реакции (γ, n) должны быть интерпретированы как «очень плохие» - их занижение составляет 46 %;
- данные Ливермора по сечению реакции (γ, xn) также должны быть интерпретированы как «очень плохие» - их занижение составляет 24 %; они существенно отличаются от результатов нескольких других экспериментов, выполненных как с помощью квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, так и тормозного γ -излучения..

Следует отметить, что, поскольку экспериментальное сечение реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$ в целом хорошо согласуется с теоретическим сечением в области энергий, больших V_{3n} – порога реакции $(\gamma, 3n)$, оцененное сечение реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178}\text{Ta}$ (Рис. 5д) согласуется с экспериментальными данными Сакле.

Следует также обратить внимание на то обстоятельство, что для сечения реакции (γ, sn) , которое для средне-тяжелых ядер (малые значения сечений реакций с вылетом протонов) оказывается хорошим приближением для сечения полного фотопоглощения $\sigma(\gamma, \text{abs})$, данные Сакле оказываются лишь слегка (5 %) завышенными, тогда как данные Ливермора – существенно (30 %) заниженными.

4. Сравнение оцененных данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{181}Ta с результатами экспериментов по методу наведенной активности

Представленные в Таблице 3 интегральные сечения различных реакций позволяют провести детальное сравнение оцененных в рамках нового экспериментально-теоретического подхода данных по сечениям парциальных реакций с результатами экспериментов, выполненных как с помощью экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности в Сакле [4] и Ливерморе [5], так и с помощью метода наведенной активности.

Как отмечалось выше, в экспериментах по методу наведенной активности идентификация парциальных реакций происходит по характерному γ -излучению конечного

ядра (измерение энергетических спектров γ -квантов, снимающих возбуждения конечных ядер) и не требует определения множественности фотонейтронов. С точки зрения проблемы надежности данных о парциальных реакциях метод наведенной активности является прямым, поскольку позволяет в каждом случае выделять вклады конкретных реакций (γ, n), ($\gamma, 2n$) и ($\gamma, 3n$), в отличие от косвенного (для проблемы определения сечений парциальных реакций) метода разделения нейтронов по множественности.

В Таблице 5 проводится сравнение отношений интегральных сечений реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$, полученных в результате выполненной оценки и упомянутого выше независимого эксперимента (Рис. 1, [2]), выполненного с использованием метода наведенной активности, к соответствующим экспериментальным данным, полученным с помощью метода разделения нейтронов по множественности.

Таблица 5.

Отношения интегральных сечений $\sigma^{\text{инт}}$ реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$, рассчитанных до энергии $E^{\text{инт}} = 20$ МэВ по оцененным данным и данным разных экспериментов.

$\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{С [4]}}$, ($\gamma, 2n$)	$\sigma^{\text{инт}}_{[2]}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{С [4]}}$, ($e, 2n$)	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{Л [5]}}$, ($\gamma, 2n$)	$\sigma^{\text{инт}}_{[2]}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{Л [5]}}$, ($e, 2n$)
1.25 (734.7/588.3)	1.56	1.07 (734.7/684.5)	1.06

Выше отмечалось, что, количественное согласие между сечениями реакций $\sigma(e, n)$ и $\sigma(\gamma, n)$ не является абсолютным. Однако данные Таблицы 5 свидетельствуют о том, что по характеристикам сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$ данные Сакле [4] существенно отличаются (1.25 и 1.56) не только от оцененных в настоящей работе данных, но и от данных независимого эксперимента [2], выполненного с помощью метода наведенной активности. Это подтверждает, что данные Сакле, действительно, являются существенно заниженными.

В то же время относительная близость (1.07 и 1.06) характеристик сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$ к данным Ливермора, означает, что экспериментальные данные Ливермора по сечению реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$, оказываются по-существу, вполне «хорошими» (лишь относительно «плохими») – как было показано выше при их сравнении с оцененными данными слегка недоопределенными.

Таким образом, физически недостоверное поведение функций F_1 (Рис. 3а) и F_2 (Рис. 3б) для данных Ливермора оказывается обусловленным не столько завышением сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$ и, соответственно, количества идентифицированных нейтронов с множественностью 2, сколько занижением сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$ в той его части, которая связана с нейтронами множественностью 1. Это хорошо видно из данных Рис. 5в. Для окончательного решения вопроса о надежности экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций, полученных с помощью метода разделения нейтронов по множественности, необходимы данные, полученные альтернативным методом и для реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$. Однако, в работе [2] такие данные получены не были.

Необходимые исследования такого типа были проведены [19] на разрезном микротроне НИИЯФ МГУ при максимальной энергии электронов 67.7 МэВ. Высокое качество электронного пучка, использование для регистрации γ -квантов германиевого детектора, а для обработки экспериментальных энергетических спектров γ -квантов - современного программного обеспечения позволило с высокой точностью провести надежное сравнительное исследование парциальных реакций с образованием от 1 (в реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$) до 7 (в реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 7n)^{174}\text{Ta}$) нейтронов. Высокое качество выполненных экспериментов позволило наблюдать и количественно исследовать процессы с участием конечных ядер различных реакций не только в основном, но и в изомерных состояниях, как, например, изотопов $^{178}\text{g, mTa}$, образующихся в реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178}\text{Ta}$.

В Таблице 6 приведены данные об энергиях линий в энергетических спектрах γ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер, и соответствующих периодах полураспада конечных ядер, образующихся при взаимодействии налетающих γ -квантов с ядром ^{181}Ta в реакциях с образованием 1, 2 и 3 нейтронов. Хорошо видно, что конечные ядра $^{180,179,178}\text{Ta}$ могут быть надежно идентифицированы и, следовательно, парциальные реакции с образованием одного и двух нейтронов – надежно разделены.

Таблица 6.

Характеристики γ -излучения конечных ядер парциальных реакций на ядре ^{181}Ta , исследованных с помощью метода наведенной активности при максимальной энергии спектра фотонов $E^{\text{макс}} = 67.7 \text{ МэВ}$.

Реакция	$T_{1/2}$	E_{γ} , кэВ
$^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$	8.154 час	93.326, 103.557
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$	1.82 год	63, 65
$^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178g}\text{Ta}$ $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178m}\text{Ta}$	9.31 мин 2.36 час	1351, 1403 313.44, 325.56, 426.38

В Таблице 7 проводится сравнение результатов эксперимента [19], выполненного с помощью метода наведенной активности, как с результатами обсуждаемых экспериментов, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности в Сакле [4] и Ливерморе [5], так и с нашими данными, оцененными в рамках нового экспериментально-теоретического подхода. Данные работы [19] приведены для отношения выходов реакций $(\gamma, 2n)$ и (γ, n) , представляющих собой свертку сечения реакции с соответствующим фотонным спектром.

Таблица 7.

Сравнение результатов экспериментов, выполненных с помощью методов наведенной активности и разделения нейтронов по множественности, с оцененными данными для реакций $(\gamma, 2n)$ и (γ, n) .

Отношения	Эксперимент			Оценка
	Сакле [4]	Ливермор [5]	Наведенная активность [19]	Настоящая работа
сечений $\sigma(\gamma, 2n)/\sigma(\gamma, n)$	0.36 (797.4/2189.5)	0.67 (887.0/1315.7)		0.49 (958.3/1956.3)
выходов $Y(\gamma, 2n)/Y(\gamma, n)$	0.24	0.42	0.34 ± 0.07	0.33 *)
сечений $\sigma(\gamma, 3n)/\sigma(\gamma, n)$	0.063 (137.4/2189.5)			0.055 (107.3/1956.3)
выходов $Y(\gamma, 3n)/Y(\gamma, n)$	0.02		$0.023 - 0.025^{**})$	0.018*)

*) наша оценка отношения выходов реакций по их сечениям.

**) суммарный выход реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178}\text{Ta}$ с образованием конечного ядра в основном и изомерном состояниях.

Приведенные в Таблице 7 данные об относительных выходах парциальных реакций $(\gamma, 2n)$ и (γ, n) , а также $(\gamma, 3n)$ и (γ, n) свидетельствуют о следующем:

- полученное по оцененным в рамках нового экспериментально-теоретического подхода данным отношение выходов (0.33) парциальных реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{181}Ta

хорошо согласуется с отношением (0.34), полученным по результатам эксперимента [19], выполненного с помощью метода наведенной активности, то есть свободного от недостатков экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности;

- отношение выходов реакций $Y(\gamma,2n)/Y(\gamma,n)$, полученное по данным Сакле (0.24), оказывается существенно меньше экспериментального (0.34) и оцененного (0.33) значений; при одном и том же исходном сечении реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma,xn)$. Это свидетельствует о том, что данные Сакле по выходу реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma,2n)^{179}\text{Ta}$ заметно занижены, а данные по сечению реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$, соответственно - завышены;
- отношение выходов реакций $Y(\gamma,2n)/Y(\gamma,n)$, полученное по данным Ливермора (0.42), оказывается существенно больше экспериментального (0.34) и оцененного (0.33) значений; при относительной близости (6 %, Таблица 5) оцененного и экспериментального сечений реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma,2n)^{179}\text{Ta}$ это свидетельствует о существенном занижении экспериментального сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$, нашедшей свое отражение в существенном (24 %) занижении и сечения реакции полного выхода нейтронов $^{181}\text{Ta}(\gamma,xn)$;
- отношение выходов реакций $Y(\gamma,3n)/Y(\gamma,n)$, полученное по данным Сакле, оказывается близким и к оцененным данным и к данным, эксперимента, выполненного с помощью метода наведенной активности; это свидетельствует об удовлетворительном разделении в эксперименте [4] нейтронов с множественностью 2 и 3 в области энергий выше порога ВЗп реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma,3n)^{178}\text{Ta}$.

5. Некоторые физические причины возможных искажений множественности нейтронов, определяемой по их кинетической энергии

Результаты исследований, выполненных с использованием объективных критериев надежности данных о сечениях парциальных реакций в настоящей работе для ядра ^{181}Ta , а в работах [6 – 9, 13, 20] - для ядер ^{90}Zr , ^{115}In , $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$, ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{197}Au , ^{208}Pb , свидетельствуют о том, что проблема систематических расхождений данных, полученных в Сакле и Ливерморе, оказывается существенно сложнее, чем это представлялось вначале [1 – 4]:

- в целом данные Сакле по сечениям реакции (γ,n) оказываются завышенными, а данные по сечениям реакции $(\gamma,2n)$, напротив, заниженными относительно и соответствующих данных Ливермора, и данных экспериментов с использованием метода наведенной активности, и оцененных данных, полученных с использованием представлений современной модели фотоядерных реакций;

- данные Ливермора по сечениям реакции $(\gamma,2n)$ во многих случаях оказываются завышенными, а данные по сечениям реакции (γ,n) , напротив, заниженными относительно не только данных Сакле, но и оцененных данных;

- характер и степень такого взаимного хода сечений реакций существенно меняются от ядра к ядру; так, например, нефизическая область значений функции « $F_2^{\text{экс}} > 0.5$ » для ядра ^{165}Ho оказывается при энергиях $\sim E = 20 - 22$ МэВ, для ядра $^{181}\text{Ta} \sim 17 - 23$ МэВ, для ядра $^{208}\text{Pb} \sim 16 - 26$ МэВ;

- при этом в случае ядра ^{208}Pb сечения реакций (γ,n) и $(\gamma,2n)$, полученные в Сакле, существенно отличаясь от данных Сакле, согласуются с оцененными данными;

- для ядра ^{181}Ta физически недостоверное ($F_2^{\text{экс}} > 0.5$) соотношение между сечениями (γ,n) и $(\gamma,2n)$, полученными в Ливерморе, оказывается обусловленным не столько завышением (более того, имеет место некоторое (5 %) занижение) сечения реакции $(\gamma,2n)$, сколько огромным (46 %) занижением сечения реакции (γ,n) ;

- в случае ядра ^{181}Ta количество нейтронов с множественностью 2 и 3 было определено в Ливерморе достаточно корректно, в то время как значительное количество нейтронов с множественностью 1 было утеряно;

- в случае ядра ^{159}Tb количество нейтронов с множественностью 2 было определено в Ливерморе категорически неправильно – в широкой области энергий функция $F_2^{\text{эксп}}$ имеет значения (0.6 – 0.8), намного превышающие физически допустимый предел 0.5, а в области энергий, больших порога ВЗп реакции ($\gamma, 3n$), она достигает значений ~ 2.0 (!); нейтронов с множественностью 3 вообще не было идентифицировано (всем нейтронам в этой области энергий была приписана множественность 2), в то время как в Сакле было получено вполне разумно определенное сечение реакции ($\gamma, 3n$);

- вполне разумно определенное в Сакле сечение реакции ($\gamma, 3n$) для ядра ^{159}Tb , соседствует с очевидно завышенным сечением реакции (γ, n) и с очевидно заниженным сечением реакции ($\gamma, 2n$).

Приведенные примеры свидетельствуют о том, что, по-видимому, обсуждаемые в настоящей работе систематические расхождения данных Сакле и Ливермора имеют основные причины двух типов:

- одни причины являются чисто методическими и обусловленными различием условий измерения кинетических энергий вылетающих нейтронов; они имеют универсальный характер и приводят к расхождениям в целом;

- другие причины имеют физическую природу, зависят от условий испускания нейтронов различных энергий в реакциях на разных ядрах и делают расхождения различными для разных изотопов.

Чисто методические причины могут быть следующими.

Ярко выраженный систематический характер (сечения реакции (γ, n) имеют большие величины в Сакле, а реакции ($\gamma, 2n$) – в Ливерморе) расхождений свидетельствует о том, что они связаны с определенными недостатками использовавшихся в экспериментах систем регистрации нейтронов. Хотя обе [4, 5] использованные методики определения множественности нейтронов существенно различались между собой, они обе основывались на изменении кинетической энергии нейтронов - предполагалось, что единственный нейтрон из реакции (γ, n) имеет энергию, большую, чем каждый нейтрон из реакции ($\gamma, 2n$).

В Сакле [4] регистрация нейтронов и идентификация их множественности осуществлялись использованием специально откалиброванного по нейтронным источникам жидкого сцинтиллятора большого объема, просматриваемого большим количеством ФЭУ. Амплитуда сигналов ФЭУ от нейтронов с большой кинетической энергией (предположительно - из реакции (γ, n)) была большой, а от нейтронов с малой энергией (предположительно - из реакции ($\gamma, 2n$)) – маленькой. Поскольку образование двух нейтронов в реакции ($\gamma, 2n$) происходит за характерно малое ядерное время, при недостаточно хорошем временном разрешении системы имеется определенная возможность наложения сигналов от слабых сигналов, которое, очевидно, должно приводить к наблюдаемому завышению сечений реакции (γ, n).

В Ливерморе [5] использовался «метод кольцевых отношений» - детекторы в парафиновом замедлителе располагались вокруг мишени концентрическими кольцами разного диаметра. Предполагалось, что нейтроны малых энергий (из реакции ($\gamma, 2n$)) должны успеть замедлиться до тепловой энергии захвата BF₃-счетчиком на пути до внутреннего кольца, а нейтроны больших энергий (из реакции (γ, n)) это кольцо должны проскочить и замедлиться на пути к внешнему кольцу. Однако, поскольку вследствие многократного рассеяния в процессе замедления путь быстрого нейтрона в замедлителе не обязательно должен быть прямолинейным (по радиусу кольца детекторов), есть определенная вероятность того, что быстрый нейтрон вернется к внутреннему кольцу, что очевидно должно приводить к наблюдаемому завышению сечения реакции ($\gamma, 2n$). Таким образом, очевидно, что между результатами, полученными разными методиками независимо от исследуемого ядра, могли наблюдаться расхождения именно обсуждаемого типа.

Наблюдаемая зависимость расхождений для конкретного ядра, по-видимому, свидетельствует о том, что в экспериментах обоого типа расхождения результатов определяются не только тем, как именно и с какими погрешностями определяется энергия идентифицируемого нейтрона, но и тем, к какой именно группе – «1n», «2n» или «3n» – относится нейтрон с определенной кинетической энергией.

Специально выполненные экспериментальные и теоретические исследования спектров нейтронов из реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ на ядре ^{181}Ta свидетельствуют [19], о том, что соотношения между спектрами первого, второго и третьего нейтронов, испускаемых в реакциях, не соответствует основному предположению, лежащему в основе обеих методик разделения нейтронов по множественности. Связь кинетической энергии нейтрона с его множественностью не является столь простой и прямой. Было показано, что средняя энергия первого нейтрона из реакции $(\gamma, 2n)$ намного превышает энергию второго (так, например, при энергии фотонов 25 МэВ средняя энергия первого – 4 МэВ, второго – 1.4 МэВ). При таком же соотношении энергий первого и второго нейтронов из реакции $(\gamma, 3n)$, энергия второго нейтрона из реакции оказывается существенно больше энергии третьего нейтрона.

Все это – вполне понятно, если иметь в виду, что в реакции (γ, n) после испускания единственного нейтрона и в реакциях $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ после испускания первого нейтрона образуется одно и то же ядро. Более того, то же ядро образуется и в реакции (γ, np) . В экспериментах [4, 5] присутствие протонных каналов совсем не рассматривалось, хотя очевидно, что при регистрации лишь нейтронов, соответствующие сечения реакций с образованием одного нейтрона должны содержать и протонные вклады (по существу, сечение $\sigma(\gamma, n)$ представляет собой сумму $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, n2p) + \dots$, а сечение $\sigma(\gamma, 2n)$ – сумму $\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 2np) + \sigma(\gamma, 2n2p) + \dots$). Следует отметить, что в теоретических сечениях, с помощью которых рассчитывались использованные в оценках функции $F_{1,2,3}^{\text{теор}}$ (8 – 10), учет протонных каналов был выполнен.

Безусловно, вследствие разности порогов соответствующих реакций и схем низколежащих уровней в ядрах, которые образуются при испускании второго и третьего нейтронов, от их энергий будет зависеть и энергия первого нейтрона. Однако результаты исследований [19] таких спектров свидетельствуют о том, что эти различия невелики.

Таким образом, энергия первого нейтрона из реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, а также и (γ, np) может быть довольно близкой к энергии единственного нейтрона из реакции (γ, n) , что делает разделение нейтронов по парциальным реакциям на основе данных об их кинетических энергиях, по существу, неправомерным.

Основные выводы

Выполненные сравнительные исследования результатов разных экспериментов и данных, оцененных в рамках нового экспериментально-теоретического подхода, не зависящего от проблем экспериментального разделения фотонейтронов по множественности, позволяют сделать следующие выводы.

1. Оцененные сечения парциальных фотонейтронных реакций $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$, $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$ и $^{181}\text{Ta}(\gamma, 3n)^{178}\text{Ta}$ согласуются с результатами экспериментов по методу наведенной активности.
2. Оцененные сечения парциальных реакций не согласуются с результатами экспериментов по методу разделения нейтронов по множественности.
3. Результаты экспериментов с разделением нейтронов по множественности являются физически недостоверными:
 - для данных Ливермора физически; недостоверные ($F_2 \geq 0.5$) значения функции множественности соответствуют занижению на 5 % сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$ и занижению на 46 % сечения реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$;

- в Сакле сечение реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ завышено на 12 %, а реакции $^{181}\text{Ta}(\gamma, 2n)^{179}\text{Ta}$ занижено на 16 %.

4. Физически недостоверное поведение функции множественности $F_2 = \sigma(\gamma, 2n)/\sigma(\gamma, xn) \geq 0.5$, полученной по данным Ливермора, обусловлено не столько завышением (более того, наблюдается небольшое (5 %) занижение!) количества нейтронов с множественностью 2, сколько очень большим (46 %) занижением числа нейтронов с множественностью 1.
5. Существенное (46 %) занижение числа нейтронов с множественностью 1 в Ливерморе находит отражение в существенно меньшем (24 %) по сравнению с данными других экспериментов сечении реакции полного выхода нейтронов $^{181}\text{Ta}(\gamma, xn)$.
6. Полученные в настоящей работе для ядра ^{181}Ta , а также ранее - для ядер ^{90}Zr , ^{115}In , $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$, ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{197}Au , ^{208}Pb , результаты свидетельствуют о том, что экспериментальное определение множественности нейтронов по их кинетической энергии во многих случаях приводит к значительным искажениям информации о соотношениях сечений реакций с различным количеством образующихся нейтронов.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ и частично поддержана грантом РФФИ № 09-02-00368, грантом научных школ 02.120.21.485-НШ и госконтрактом 02.740.11.0242.

Авторы выражают искреннюю благодарность профессору Б.С.Ишханову за ценные консультации, помощь в обсуждении и интерпретации полученных результатов.

Литература

1. E.Wolynec, A.R.V.Martinez, P.Gouffon, Y.Miyao, V.A.Serrao, M.N.Martins. Comment on Photoneutron Cross Sections. *Phys.Rev.*, 29 (1984) 1137.
2. E.Wolynec, M.N.Martins. Discrepancies between Saclay and Livermore Photoneutron Cross Sections. *Revista Brasileira Fisica*, 17 (1987) 56.
3. В.В.Варламов, Песков Н.Н., Руденко Д.С., Степанов М.Е. Согласованная оценка сечений фотонейтронных реакций по данным, полученным в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе (США) и Сакле (Франция). *Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Ядерные константы»*, 1-2 (2003) 48.
4. R.Bergere, H.Beil, A.Veyssiere. Photoneutron Cross Sections of La, Tb, Ho and Ta. *Nucl.Phys.*, A121 (1968) 463.
5. R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, G.F.Auchampaugh, S.C.Fultz. Photoneutron Cross Sections of ^{181}Ta and ^{165}Ho . *Phys.Rev.*, 129 (1963) 2723.
6. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, Т.С.Полевич, М.Е.Степанов. Анализ надежности экспериментальных данных о сечениях полных и парциальных фотонейтронных реакций. Новые оцененные данные для ядра ^{159}Tb . Препринт НИИЯФ МГУ-2011-5/869.
7. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, В.А.Четверткова. Оцененные сечения реакций $\sigma(\gamma, nX)$ и $\sigma(\gamma, 2nX)$ на изотопах олова $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$. *Известия РАН, серия физическая*, 74 (2010) 875.
8. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, С.Ю.Трощев. Новые данные по сечениям реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, nX)$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 2nX)$. *Известия РАН, серия физическая*, 74 (2010) 884.
9. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, А.В.Сопов. Оценка сечений парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{115}In , свободных от недостатков экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности. Препринт НИИЯФ МГУ-2010-8/864.
10. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. Полумикроскопическое описание гигантского дипольного резонанса. *ЭЧАЯ*, 38 (2007) 460.
11. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. Предравновесная модель фотоядерных реакций, базирующаяся на Ферми-газовых плотностях. *Ядерная физика*, 71 (2008) 517.
12. M.V.Chadwick, P.Oblozinsky, P.E.Hodgson, G.Reffo. Pauli-blocking in the Quasideuteron Model of Photoabsorption. *Phys.Rev.*, C 44 (1991) 814.
13. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. Новый подход к анализу и оценке сечений парциальных фотонейтронных реакций. *Ядерная физика*, 75, №7 (2012) (в печати).
14. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.В.Лазутин, И.М.Пискарев, О.П.Шевченко. Гигантский дипольный резонанс на ядре ^{181}Ta . *Письма ЖЭТФ*, 10 (1969) 30.
15. С.Н.Беляев, В.П.Синичкин. Прецизионный фотоядерный эксперимент по изучению промежуточной структуры ДГР на ядре ^{181}Ta . Динамика и оптимизация пучков. Труды Восьмого международного совещания, Саратов, 25 – 29 июня 2001 г. Издательство Саратовского ГУ, 2002, стр. 81.
16. О.В.Богданкевич, Б.И.Горячев, В.А.Запелалов. Расщепление гигантского резонанса в средне-тяжелых ядрах. *ЖЭТФ*, 42 (1962) 1504.
17. В.В.Варламов, Н.Г.Ефимкин, Б.С.Ишханов, В.В.Сапуненко. Оценка сечений фотоядерных реакций с помощью метода редукции в условиях значительных систематических погрешностей. *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы*, 1 (1993) 52.
18. V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov. Study of Consistency Between (γ, xn) , $[(\gamma, n) + (\gamma, np)]$ and $(\gamma, 2n)$ Reaction Cross Sections Using Data Systematics. Vienna, Austria. INDC(CCP)-433, IAEA NDS, Vienna, Austria, 2002.
19. Ишханов Б.С., Орлин В.Н., Трощев С.Ю. Фоторасщепление тантала. *Ядерная физика*, 75 (2012) 283.
20. В.В.Варламов, В.Н.Орлин, Н.Н.Песков, Т.С.Полевич. Исследование фоторасщепления ядра ^{181}Ta методами наведенной активности и разделения нейтронов по множественности – надежность и достоверность данных. Препринт НИИЯФ МГУ-2012-1/879.

УДК 539.17 ДОСТОВЕРНОСТЬ ДАННЫХ ПО ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЮ ЯДРА ^{181}Ta , ПОЛУЧЕННЫХ РАЗНЫМИ МЕТОДАМИ./ С использованием объективных абсолютных критериев физической достоверности данных проанализированы результаты исследований фоторасщепления изотопа ^{181}Ta , выполненных с помощью разных методов. В качестве таких критериев использованы функции множественности $F_i^{\text{эксп}} = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xp)$, которые для различных ($i = 1, 2, 3, \dots$) парциальных фотонейтронных реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, ... не могут иметь значений, превышающих соответственно 1.00, 0.50, 0.33, ... Показано, что экспериментальные данные по сечениям реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, полученные с помощью методов разделения нейтронов по множественности, основанных на измерении их кинетической энергии, не удовлетворяют абсолютным критериям и, следовательно, являются физически недостоверными. В рамках нового экспериментально-теоретического метода, свободного от проблем множественности нейтронов, с помощью функций $F_i^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xp)$, рассчитанных в рамках современной модели фотоядерных реакций, оценены новые достоверные данные по сечениям парциальных реакций $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \cdot \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xp)$. Показано, что оцененные данные согласуются с результатами исследования фоторасщепления изотопа ^{181}Ta с помощью метода наведенной активности. Анализируются возможные причины искажения информации о множественности нейтронов, определяемой по их энергии.