

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

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. Ломоносова

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

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

В.В. Варламов, Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин, А.В.Сопов

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

**ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ
НА ЯДРЕ ^{115}In , СВОБОДНЫХ ОТ НЕДОСТАТКОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ
МЕТОДОВ РАЗДЕЛЕНИЯ ФОТОНЕЙТРОНОВ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ**

Препринт НИИЯФ МГУ 2010-8/864

Аннотация

Для изотопа индия ^{115}In выполнен совместный анализ экспериментальных данных по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций, полученным с помощью пучков тормозного γ -излучения и квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции релятивистских позитронов. Проанализированы имеющиеся систематические расхождения между результатами различных экспериментов, рассмотрены методы их учета.

С использованием данных различных экспериментов по определению сечений реакций полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ и нового экспериментально-теоретического подхода к оценке сечений парциальных реакций получены оцененные данные по сечениям парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, свободные от недостатков экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности.

Новые надежные данные о сечениях парциальных фотонейтронных реакций для изотопа ^{115}In получены как результаты индивидуальных и совместной оценки результатов конкретных экспериментов

V.V. Varlamov, B.S.Ishkhanov, V.N.Orlin, A.V.Sopov

**EVALUATION OF PARTIAL PHOTONEUTRON REACTION CROSS SECTIONS FOR
 ^{115}IN FREE FROM SHORTCOMINGS OF PHOTONEUTRON MULTIPLICITY
SORTING EXPERIMENTAL METHODS**

Preprint SINP MSU 2010-8/864

Abstract

For Indium isotope ^{115}In the combined analysis was carried out for experimental data for cross sections of total and partial photoneutron reactions obtained using bremsstrahlung quasimonoeenergetic photons obtained via annihilation in flight of fast positrons. The systematic disagreements between the various experiments data were analyzed and the methods for their taking into account were carried out.

Using the various experiments data for total photoneutron yield reaction cross sections $\sigma(\gamma, xn)$ and the new experimental-theoretical threatment to evaluation of partial reaction cross sections the evaluated data for $\sigma(\gamma, n)$ and $\sigma(\gamma, 2n)$ reaction cross sections free from shortcomings of experimental neutron multiplicity sorting methods were obtained.

New reliable partial photoneutron reaction cross section data for ^{115}In were obtained as individual and joint evaluations of concrete experiment results.

Введение

Процесс фотопоглощения - поглощения ядром γ -кванта - приводит к тому, что при снятии внесенного возбуждения ядро испускает отдельные нуклоны и их комбинации. При распаде гигантского дипольного резонанса (ГДР) – ярко выраженного широкого максимума в области энергий до $E_\gamma \sim 50$ МэВ, наблюдаемого в сечениях различных фотоядерных реакций - ядро с наибольшей вероятностью испускает 1 нуклон, с меньшей вероятностью - 2 и больше. Это обстоятельство определяет основные каналы распада ГДР. Реакция, соответствующая каналу распада ГДР с образованием отдельных нуклонов или их комбинаций называется парциальной. Сумма сечений всех парциальных реакций описывает все возможные каналы (за исключением рассеяния) выбывания фотонов из первичного пучка и позволяет получить сечение реакции полного фотопоглощения

$$\sigma(\gamma, \text{abs}) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \sigma(\gamma, 1p) + \sigma(\gamma, 2p) + \dots + \sigma(\gamma, f), \quad (1)$$

где (γ, f) – реакция деления, которая возможна лишь в относительно тяжелых ядрах.

Экспериментальное изучение фотоядерных реакций с испусканием различного числа образующихся частиц представляет собой непростую задачу, сложность которой обусловлена, в первую очередь, тем, что энергетические пороги парциальных реакций (1) относительно невелики и весьма близки друг к другу. Приведенные в Таблице 1 соответствующие данные [1] для реакций на изотопе ^{115}In хорошо иллюстрируют это обстоятельство.

Таблица 1.
Энергетические пороги основных фотоядерных реакций на ядре ^{115}In

Реакция	(γ, p)	(γ, n)	(γ, np)	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 2p)$	$(\gamma, 3p)$	$(\gamma, 2np)$	$(\gamma, 3n)$
Порог В, МэВ	6.8	9.04	15.85	16.31	16.79	24.73	25.88	26.03

Видно, что в области энергий ГДР выше энергетических порогов реакций $(\gamma, 2n)$ при регистрации каждого нейтрона перед экспериментаторами стоит задача надежной идентификации того, в какой из двух реализующихся одновременно реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ он образовался. Без такой идентификации непосредственно в эксперименте при прямой регистрации фотонейтронов может быть получено лишь сечение реакции полного выхода фотонейтронов

$$\sigma(\gamma, xn) \approx \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + 4\sigma(\gamma, 4n) + \dots, \quad (2)$$

в которое сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, 3n)$, $\sigma(\gamma, 4n)$,... входят с соответствующими коэффициентами множественности – 1, 2, 3, 4,....

В среднетяжелых ядрах, к которым относятся исследуемый изотоп ^{115}In , вследствие малых величин сечений фотопротонных реакций, высоких энергетических порогов реакций с образованием трех и более нейтронов, отсутствия фотоделения, выражение для сечения реакции полного выхода фотонейтронов может быть упрощено:

$$\sigma(\gamma, xn) \approx \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n). \quad (3)$$

Задача идентификации образующихся в реакциях (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ фотонейтронов может быть решена несколькими способами:

- регистрация каждого нейтрона из реакции $(\gamma, 2n)$ в режиме совпадений позволяет надежно разделять сечения реакций с образованием одного и двух нейтронов, однако при относительно малых абсолютных значениях сечений обсуждаемых реакций и очень малом (ядерное время) временном интервале регистрации обоих нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ эффективность режима совпадений оказывается весьма низкой;

- разделение вкладов реакций с различным числом нейтронов в сечение полной реакции выхода (2) возможно с использованием представлений о природе физических механизмов, при реализации которых в реакции происходит образование одного или двух нейтронов; так, например, широко распространены методы, основанные на описании вклада сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$ в сечение реакции $\sigma(\gamma, xn)$ с помощью соотношений статистической теории ядерных реакций [2]; при таком подходе сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ может быть получено с помощью разностной процедуры

$$\sigma(\gamma, 2n) = \frac{1}{2}[\sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, n)]; \quad (4)$$

очевидно, что такой подход имеет определенные недостатки, поскольку хорошо известно, что для многих ядер достаточно заметный вклад (до ~ 20 - 30 %) в фоторасщепление ядер вносят прямые процессы;

- в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами проводится разделение сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ с использованием специально разработанных методов измерения множественности нейтронов - для разделения фотонейтронов по множественности используются данные об их средних энергиях; при этом неоднозначная зависимость множественности нейтронов от их средней энергии определяется с большими погрешностями.

Между результатами таких экспериментов наблюдаются заметные расхождения. Так, например, большинство данных по реакциям (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ полученных в экспериментах с квазимоноэнергетическими аннигиляционными фотонами в Ливерморе (США) и Саклэ (Франция), существенно расходятся, а причинами этого являются определенные недостатки экспериментальных методов определения множественности фотонейтронов.

Эти расхождения имеют явно выраженный систематический характер [3 - 5]. Так, сечения полной фотонейтронной реакции (γ, xn) , определенные в Ливерморе, оказываются по абсолютной величине систематически заметно меньше сечений этой реакции, определенных и с помощью фотонных пучков такого же типа в Саклэ, и с помощью тормозного γ -излучения – во многих других лабораториях. Характер расхождений сечений парциальных фотоядерных реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$, в подавляющем большинстве определенных с помощью квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе и Саклэ, оказывается существенно более сложным. В то время как величины сечений реакций (γ, n) , полученных в Саклэ, в целом также оказываются заметно больше величин сечений этих же реакций, полученных в Ливерморе, величины сечений реакций $(\gamma, 2n)$ напротив - заметно меньше. Такие расхождения данных Саклэ и Ливермора были интерпретированы как следствия погрешностей метода определения в Саклэ множественности фотонейтронных реакций: часть нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ была неоправданно приписана реакции (γ, n) . Корректировка была выполнена [3, 5] с помощью специального метода учёта расхождений, суть которого заключается в том, что часть сечений реакций $(\gamma, 2n)$, полученных в Саклэ, возвращается в сечения реакции (γ, n) .

Проведенные исследования свидетельствуют о ненадежности и недостоверности многих экспериментальных данных по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, прежде всего – полученных в Саклэ. Вместе с тем, были выявлены и определенные погрешности метода разделения фотонейтронов по множественности, использованного в Ливерморе. Это сделало актуальной задачу разработки подхода к оценке сечений парциальных фотонейтронных реакций, свободных от недостатков экспериментальных методов определения множественности нейтронов.

В последнее время достигнут очевидный прогресс в теоретическом описании отдельных каналов формирования и распада ГДР и их конкуренции между собой. Так, расчеты полных и парциальных сечений фотоядерных реакции для большого числа ядер выполнены в рамках современной теоретической модели [6, 7] описания конкуренции

каналов распада ГДР. Для большого числа имеющихся в природе стабильных изотопов достаточно надежно выполнены теоретические расчеты, позволяющие детально проследить влияние на процессы формирования и распада ГДР эффектов, таких как деформация ядра, конфигурационное и изоспиновое расщепление ГДР, и других.

Настоящая работа посвящена анализу и совместной оценке результатов различных экспериментов по определению сечений парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{115}In в рамках экспериментально-теоретического подхода, свободного от недостатков процедур разделения нейтронов по множественности. В основу оценки положены экспериментальные данные о сечении реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, выделение из которого вкладов сечений реакций различной множественности осуществляется с помощью специальной переходной функции, рассчитываемой в рамках современной теоретической предравновесной модели описания механизмов вылета нескольких нуклонов [6, 7].

1. Экспериментальные данные по сечениям фотонейтронных реакций на изотопе ^{115}In

Сечения реакции полного выхода фотонейтронов ((2), (3)) и составляющих ее парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{115}In [8] были получены в экспериментах на пучке тормозного γ -излучения (ТИ), проводившихся в Москве [9], а также – на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных (КМА) фотонов, проводившихся Ливерморе [10] и Сакле [11].

1.1. Результаты экспериментов на пучке тормозного γ -излучения

Экспериментальное изучение фотонейтронных реакций на изотопе ^{115}In на пучках ТИ проводилось в Москве, на синхротроне ФИАН 30 МэВ [9]. В области максимальных энергий от порога реакции (γ, n) до 23 МэВ были измерены выходы нейтронов $Y(E^{\text{max}})$ из реакции полного выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$:

$$Y(E^{\text{max}}) = \alpha \int_{E_{\text{th}}}^{E^{\text{max}}} W(E^{\text{max}}, E) \sigma(E) dE, \quad (5)$$

где $\sigma(E)$ – сечение реакции $\sigma(\gamma, xn)$ с порогом E_{th} при энергии фотонов E ,
 $W(E^{\text{max}}, E)$ – спектр тормозного γ -излучения с верхней границей E^{max} ,
 α – нормировочная константа.

Сечение $\sigma(E)$ реакции определялось решением обратной задачи - системы интегральных уравнений (5) - методом Пенфольда-Лейса с переменным шагом обработки.

Сечение полной фотонейтронной реакции

$$\sigma(\gamma, sn) \approx \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \sigma(\gamma, 4n) + \dots, \quad (6)$$

определялось с использованием соотношений статистической теории [2]

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) = \frac{\sigma(\gamma, xn)}{1 + (1-x)[1 - (1+k/\theta)e^{-k/\theta}]}, \quad (7)$$

где $k = E_\gamma - B_{2n}$, $\theta = [(E_\gamma - B_n) / a]^{1/2}$ - температура ядра, B_{2n} и B_n – пороги реакций.

Данные по сечениям реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ в работе [9] получены не были, они были получены в настоящей работе помощью простых разностных соотношений:

$$\sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, sn), \quad (8)$$

$$\sigma(\gamma, n) = \sigma(\gamma, sn) - \sigma(\gamma, 2n) = \sigma(\gamma, xn) - 2\sigma(\gamma, 2n). \quad (9)$$

Полученные результаты представлены на Рис. 1.

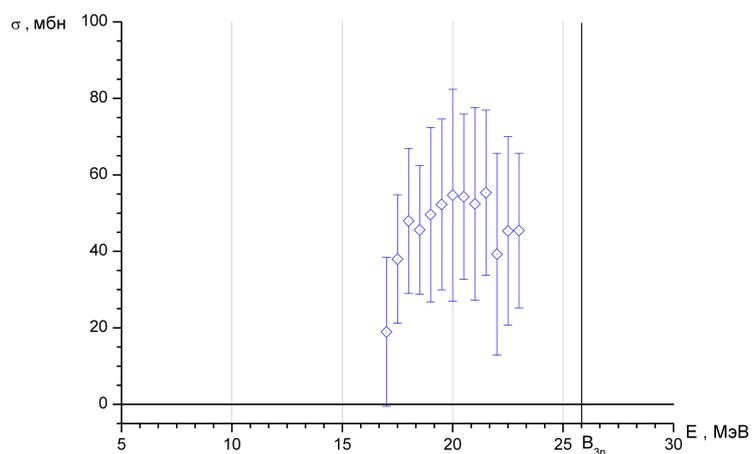
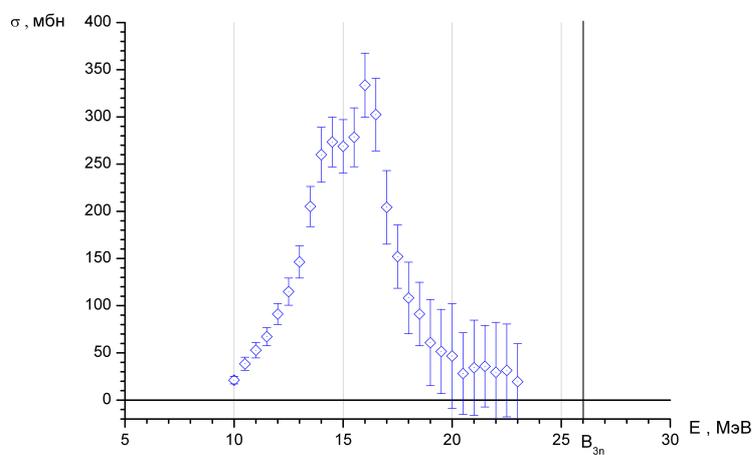
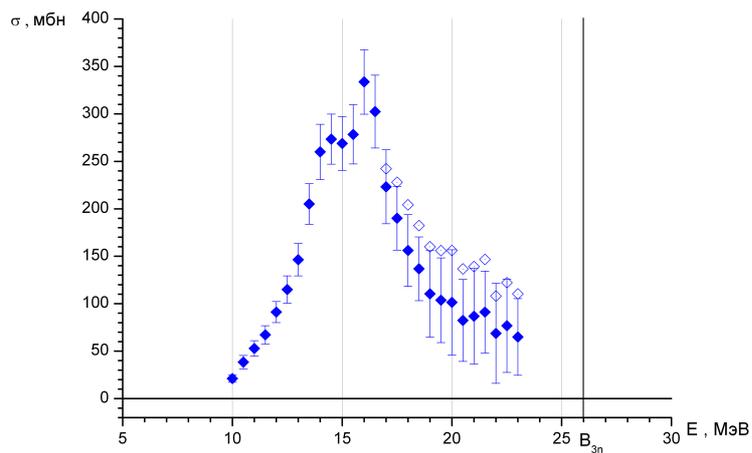


Рис. 1. Сечения фотонейтронных реакций на изотопе ^{115}In , полученные с помощью ТИ [9].

Сверху-вниз:

- ◇ - $\sigma(\gamma, xn) \approx \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n)$, ◆ - $\sigma(\gamma, sn) \approx \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n)$;
- $\sigma(\gamma, n)$;
- $\sigma(\gamma, 2n)$.

1.2. Измерения на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов

При аннигиляции ускоренных (релятивистских) позитронов в переднюю полусферу вылетают фотоны, имеющие энергию, распределенную в достаточно узком интервале относительно энергии электронов линейного ускорителя. Спектр фотонов, которые получаются на выходе ускорителя и которыми облучается мишень из исследуемого образца, представляет собой сумму моноэнергетической линии от аннигилирующих позитронов и спектра их тормозного излучения. Эффект воздействия на исследуемое ядро «квазимоноэнергетических» фотонов выделялся при использовании разностной процедуры, для реализации которой эксперимент проводится в 3 этапа:

1. - измерение выхода $Y_{e^+}(E_j)$ (5) реакции под суммарным действием фотонов от аннигиляции позитронов и их тормозного γ -излучения;

2. - измерение выхода $Y_{e^-}(E_j)$ (5) реакции под действием фотонов только от тормозного γ -излучения электронов;

3. - получение (после соответствующей нормировки и в предположении о том, что спектры тормозного γ -излучения позитронов и электронов идентичны) разности экспериментальных выходов $Y_{e^+}(E_j)$ и $Y_{e^-}(E_j)$ и интерпретация этой разности как искомое сечение реакции

$$Y_{e^+}(E_j) - Y_{e^-}(E_j) = Y(E_j) \approx \sigma(E). \quad (10)$$

Для разделения фотонейтронных реакций с образованием одного и двух (и более) нейтронов в [10, 11] использовалась зависимость множественности нейтронов от их средней энергии.

1.2.1. Определение множественности фотонейтронов с помощью метода кольцевых отношений в Ливерморе (США)

Использовался [10] нейтронный детектор с парафиновым замедлителем и BF₃-счетчиками, позволявший детектировать нейтроны, образовавшиеся во время действия импульса фотонов от линейного ускорителя, в период между такими импульсами после замедления нейтронов в замедлителе.

Регистрация нейтронов осуществлялась с помощью 48 BF₃-счетчиков, размещенных в среде из парафина. Детектор был приспособлен для разделения событий фотонейтронных реакций с образованием одного и двух (и более) нейтронов. С этой целью счетчики в парафине располагались четырьмя концентрическими кольцами вокруг мишени на различных расстояниях (6.4, 10.8, 14.6 и 17.8 см) от нее.

Отношение числа отсчетов во внутреннем и внешнем кольцах BF₃-счетчиков представляет собой монотонно возрастающую функцию этой средней энергии фотонейтронов. Средние энергии нейтронов и, соответственно, отношения для событий реакций с одним и двумя нейтронами определяются независимо и достаточно точно.

Это позволяет с использованием данных об эффективности регистрации нейтронов различных энергий достаточно точно определять сечения парциальных реакций любой (1, 2, 3) множественности. Результаты измерений для реакций (γ, xn), (γ, n) и ($\gamma, 2n$) приведены на Рис. 2.

Следует заметить, что лежащая в основе метода связь средней энергии нейтронов с их множественностью не является прямой. Ее может существенно осложнить присутствие в определяемых сечениях фотонейтронных реакций вкладов от процессов с испусканием протонов. Так, например, энергии нейтронов из реакций ($\gamma, 2n$) и (γ, np), идущих через одно и тоже промежуточное ядро ¹¹⁴In, могут быть весьма близкими при близости величин сечений реакций, но, в то время как, первая из них должна быть отнесена к группе реакций с множественностью 2, вторая – к группе реакций с множественностью 1.

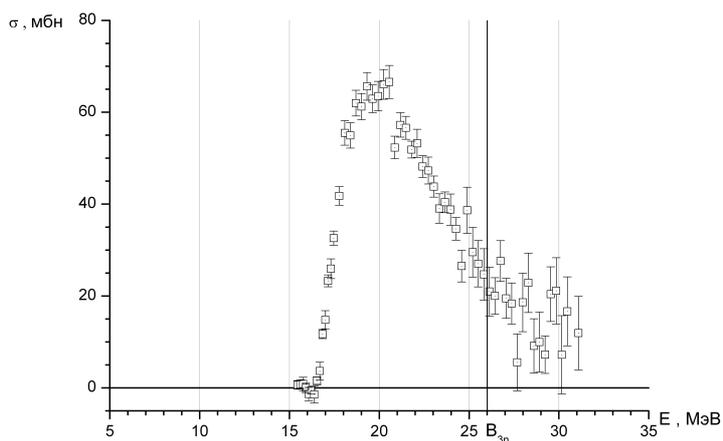
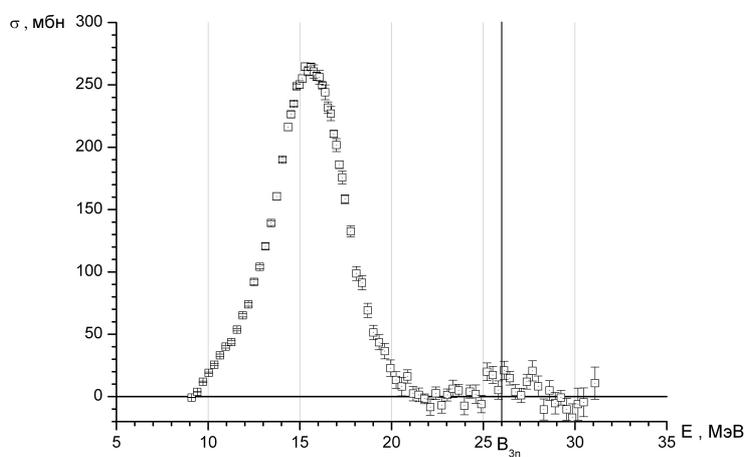
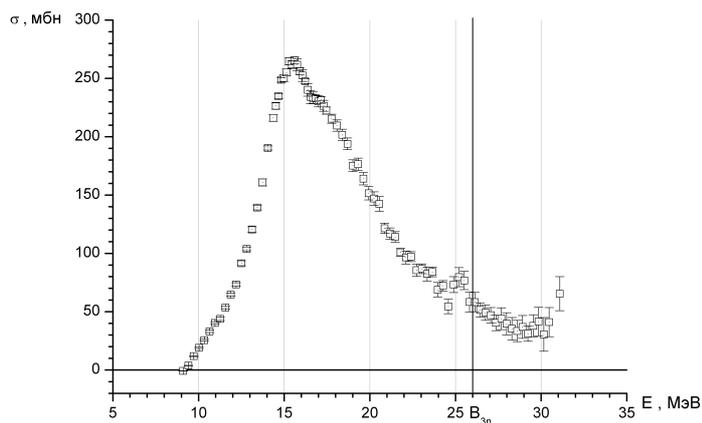


Рис. 2. Сечения фотонейтронных реакций на изотопе ^{115}In , полученные с помощью квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе [10]:

- а) $\sigma(\gamma, xn)$,
- б) $\sigma(\gamma, n)$;
- в) $\sigma(\gamma, 2n)$

1.2.2. Определение множественности фотонейтронов с помощью метода прецизионной калибровки энергетической зависимости эффективности регистрации нейтронов в Саклэ (Франция)

Так же, как и в эксперименте в Ливерморе, использовались [11] пучки КМА-фотонов, но детектор фотонейтронов представлял собой жидкий сцинтиллятор большого объема, одновременно являвшийся элементом и замедления нейтронов, и их регистрации. Быстрые нейтроны замедлялись до тепловых энергий в результате соударений с ядрами водорода, входящими в состав сцинтиллятора, а затем захватывались ядрами гадолия (Gd), специально введенными в сцинтиллятор. Возникавшие γ -кванты радиационного захвата нейтронов поглощались в объеме сцинтиллятора, вспышки света регистрировались большим числом фотоумножителей.

Метод был основан на прецизионной калибровке Gd-жидкого сцинтиллятора большого объема с помощью источника ^{252}Cf . Калибровочная кривая используется для определения области, в которой эффективность регистрации практически не зависит от энергии нейтронов, хотя опубликованная [12] зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов фактически ни на одном участке не является константой. Очевидным и весьма важным недостатком процедуры определения множественности фотонейтронов, реализованной в Саклэ, является достаточно высокий фон детектора: высокий фон и плохое отношение «сигнал-шум» затрудняют процедуру выделения и вычитания этого фона. Это приводит к очевидному завышению определяемой доли событий одонейтронных реакций (γ, n) по сравнению с событиями реакций с испусканием двух (трех и более нейтронов).

Полученные результаты приведены на Рис. 3.

2. Расхождения данных по сечениям фотонейтронных реакций на изотопе ^{115}In , полученным в различных экспериментах

В целом соответствующие данные экспериментов [9 - 11] вне зависимости от способа их получения находятся друг с другом в относительном согласии по энергетическому положению, величине и форме. Однако, детальное сравнение позволяет сделать определенные выводы о наличии некоторых расхождений между сечениями, полученными в разных экспериментах, прежде всего, в области энергий выше порога B_{2n} реакции ($\gamma, 2n$). В силу существенно разных процедур разделения вкладов в ГДР реакций (γ, n) и ($\gamma, 2n$) данное обстоятельство не является удивительным.

2.1. Сечения реакции (γ, xn)

На Рис. 4 приведено сравнение полученных в данных работах сечений полной фотонейтронной реакции (γ, xn).

При анализе результатов в области их энергетического пересечения (10 - 23 МэВ) прослеживаются следующие основные закономерности:

1. результаты экспериментов [9 - 11] находятся в согласии между собой по форме и энергетическому положению;
2. при энергии фотонов до 16 МэВ результаты, полученные в экспериментах на ТИ и КМА-фотонах, хорошо согласуются между собой;

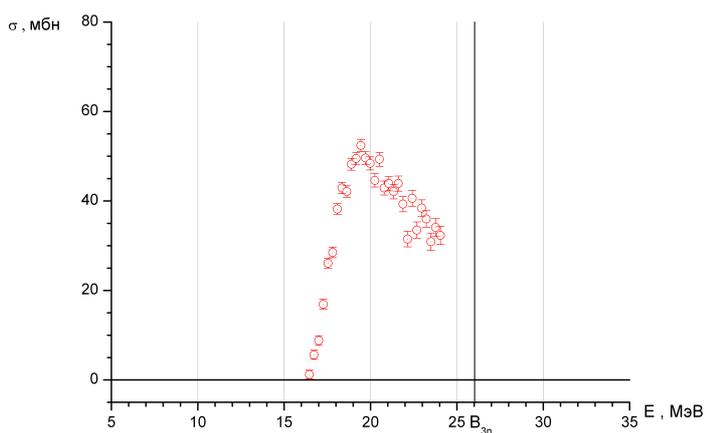
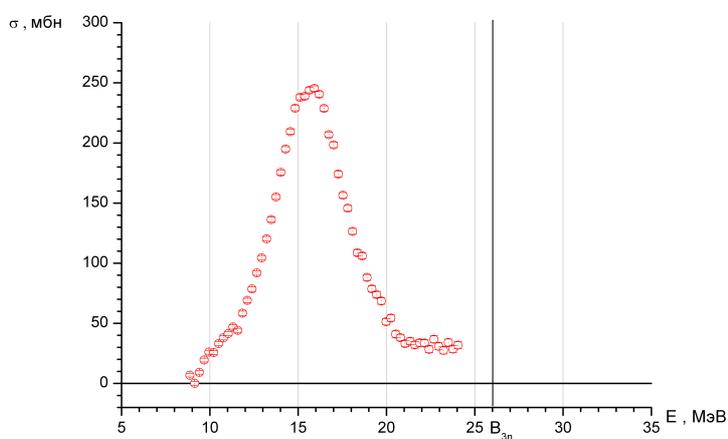
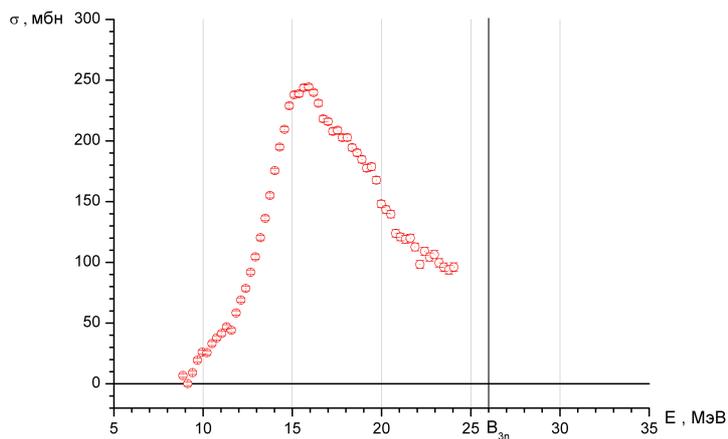


Рис. 3. Сечения фотонейтронных реакций на изотопе ^{115}In , полученные с помощью КМА-фотонов в Саклэ [11]. Сверху-вниз:

- а) $\sigma(\gamma, xn)$;
- б) $\sigma(\gamma, n)$;
- в) $\sigma(\gamma, 2n)$.

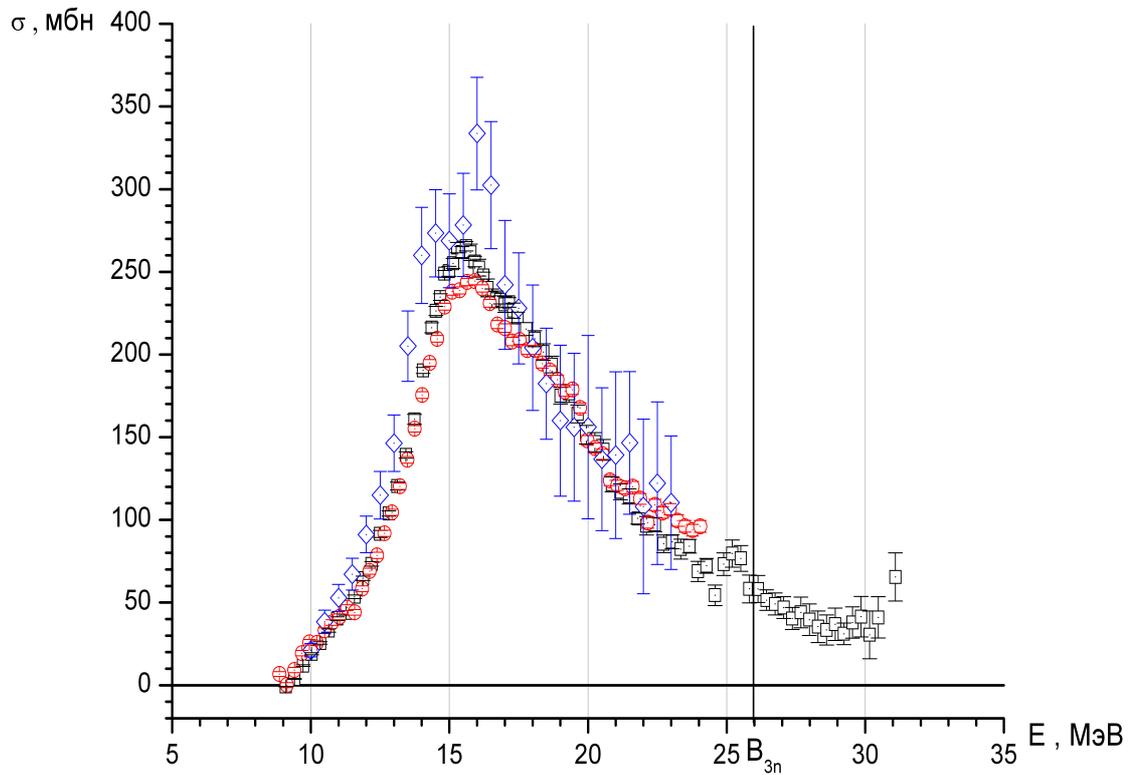


Рис. 4. Сравнение сечений образования фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ на изотопе ^{115}In , полученных в работах:

- ◇ - данные, полученные на пучке ТИ [9];
- - данные, полученные на пучке КМА-фотонов в Ливерморе [10];
- - данные, полученные на пучке КМА-фотонов в Саклэ [11].

3. в области энергии фотонов от 16 до 17 МэВ, то есть около порога V_{2n} реакции ($\gamma, 2n$) результаты, полученные на ТИ, значительно превосходят по абсолютной величине (на 20 - 25%) сечения, полученные в экспериментах на КМА-фотонах; различие по абсолютной величине сечения между экспериментами связано с наличием в московских данных двух сильно выпадающих в большую сторону по величине сечения точек измерения ($E = 16$ МэВ, $\sigma = 333$ мб и $E = 16.5$ МэВ, $\sigma = 307$ мб); при этом данные [9] имеют на порядок меньшую точность измерений по сравнению с [10 - 11] и значительно меньшее количество измеренных точек;
4. в области энергий 17 - 23 МэВ данные всех экспериментов хорошо согласуются между собой.

В Таблице 2 приведены величины интегральных сечений реакций (γ, xn), максимумов сечений и их энергетических положений для результатов работ [9 - 11]. На основании приведенных данных и всего вышесказанного можно сделать вывод, что данные по сечениям (γ, xn), полученные в работах [9 - 11], в принципе находятся друг с другом в согласии по абсолютной величине и энергетическому положению, их интегральные сечения согласуются в пределах экспериментальных ошибок измерений.

Таблица 2.

Сравнение основных характеристик (E_{σ}^{\max} – положение максимума, σ^{\max} – сечение в максимуме, σ^{int} – интегральное сечение) сечений реакции (γ, xn) на ядре ^{115}In , полученных в работах [9 - 11], для энергий фотонов 10 - 23 МэВ

(γ, xn)	ТИ [9]	КМА, Ливермор [10]	КМА, Саклэ [11]
E_{σ}^{\max} , МэВ	16	15.601	15.92
σ^{\max} , мб	333 ± 34	265.49 ± 2.83	244.4 ± 2.2
σ^{int} , МэВ*мб	2245 ± 416	1972 ± 45	1815 ± 32

Таким образом, результаты могут считаться относительно надежными, что позволяет их использовать в качестве исходных в предлагаемом в данной работе экспериментально-теоретическом подходе разделения фотонейтронов по множественности.

2.2. Сечения реакции (γ, n)

На Рис. 5 приведено сравнение полученных в работах [9 - 11] сечений реакции (γ, n). Так, данные по сечениям реакции (γ, n), полученные на ТИ, превосходят по абсолютной величине результаты экспериментов на КМА-фотонах, но, несмотря на это, в пределах ошибок данные экспериментов [9 - 11] находятся в относительном согласии в области энергий до порога V_{2n} (Таблица 3).

Выше порога V_{2n} между результатами наблюдаются значительные расхождения (таблица 3), что может свидетельствовать об ошибках при разделении фотонейтронов по множественности, допущенных в том или ином случае. Сечения реакции (γ, n) выше порога V_{2n} , полученные на тормозном пучке [9], занимают промежуточное положение по величине значений между результатами экспериментов на КМА-фотонах [10, 11].

Обращает на себя внимание поведение сечения, полученного в Ливерморе, в области энергий от 21 до 25 МэВ – нефизические отрицательные значения, которые могут быть свидетельством того, что разделение нейтронов по множественности было выполнено не совсем корректно.

2.3. Сечения реакции ($\gamma,2n$)

Данные экспериментов [9 - 11] по реакциям ($\gamma,2n$) имеют систематику, обратную наблюдаемой при анализе сечений реакции (γ,n). На Рис. 6 приведено сравнение экспериментальных результатов по сечению реакции ($\gamma,2n$). Видно, что сечения реакции ($\gamma,2n$), полученные в работе [10], являются завышенными по отношению к результатам работ [9] и [11], а данные работы [9] занимают промежуточные значения. Эту же систематику наглядно подтверждают данные по интегральным сечениям, приведенные в Таблице 4: $\sigma_{(\gamma,2n)}^{int}$ [11] < $\sigma_{(\gamma,2n)}^{int}$ [9] < $\sigma_{(\gamma,2n)}^{int}$ [10]. Все это подтверждает сделанное ранее предположение об ошибках, допущенных при разделении фотонейтронов по множественности.

Таблица 4.

Сравнение основных характеристик сечений реакции ($\gamma,2n$) на ядре ^{115}In , полученных в работах [9 - 11], для энергий фотонов до 23 МэВ

($\gamma,2n$)	ТИ [9]	КМА, Ливермор [10]	КМА, Саклэ [11]
E_{σ}^{\max} , МэВ	21.5	20.247	19.44
σ^{\max} , мб	$55.34 \pm 10,80$	66.6 ± 3.6	52.40 ± 1.39
σ^{int} , МэВ*мб	300 ± 101	335 ± 18	246 ± 10

Таким образом, на основании вышесказанного можно сделать предположение, что в эксперименте [10] часть нейтронов из сечения (γ,n) «перекачано» в сечение ($\gamma,2n$), что приводит к заметному уменьшению интегрального сечения реакции (γ,n) и увеличению максимума и интегрального сечения реакции ($\gamma,2n$). В экспериментах [9] и [11] наблюдается обратная тенденция: нейтроны, образовавшиеся в реакции ($\gamma,2n$) возможно ошибочно отнесены к реакции (γ,n), следствием чего являются завышенные значения сечений реакции (γ,n) выше порога реакции V_{2n} .

Очевидно, данные расхождения связаны с методиками разделения фотонейтронов по множественности. Необходимо заметить, что эксперименты, выполненные в Ливерморе [10] и Саклэ [11], с точки зрения методики определения сечений фотонейтронных реакции, были практически идентичными, однако между их результатами наблюдаются заметные расхождения и по абсолютной величине, и по форме, и по энергетическому положению.

3. Взаимная корректировка данных Ливермора и Сакле по сечениям полных и парциальных фотонейтронных реакций

Очевидно, что отмеченные выше различия сечений реакций при проведении оценки сечений фотоядерных реакций требуют индивидуального подхода к исходным данным. Такому индивидуальному подходу к анализу различий в экспериментальных сечениях реакций были посвящены специальные исследования [например 3 – 5, 12]. В центре их внимания находились проблемы выяснения причин отмеченных расхождений сечений фотонейтронных реакций и разработки методов их учета. Эти исследования позволили выяснить причины некоторых из заметных систематических различий и получить ряд сечений различных фотоядерных реакций в виде, практически свободном от определенных систематических погрешностей индивидуальных экспериментов.

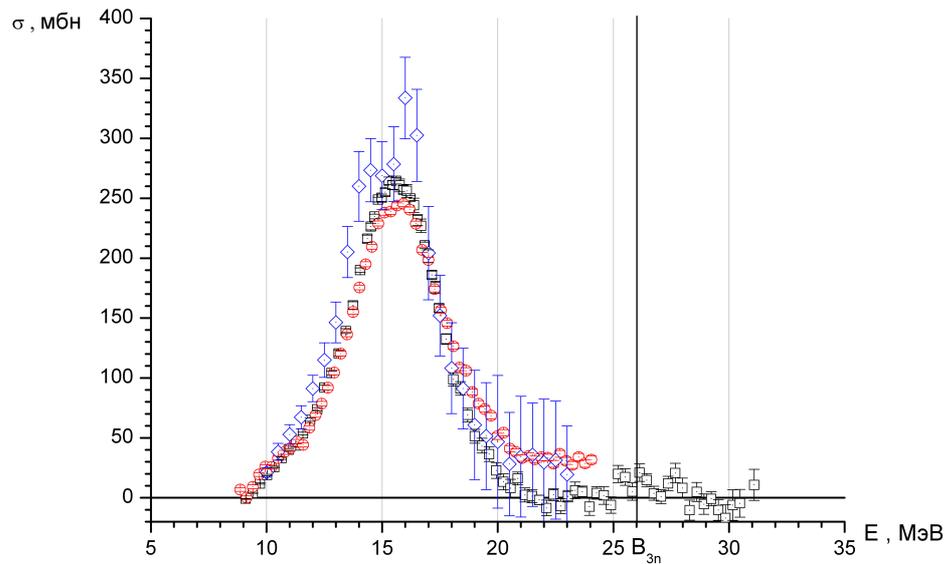


Рис. 5. Сравнение сечений образования фотонейтронов $\sigma(\gamma, n)$ на изотопе ^{115}In , полученных в работах:

- ◇ - данные, полученные на пучке ТИ [9];
- - данные, полученные на пучке КМА-фотонов в Ливерморе [10];
- - данные, полученные на пучке КМА-фотонов в Саклэ [11].

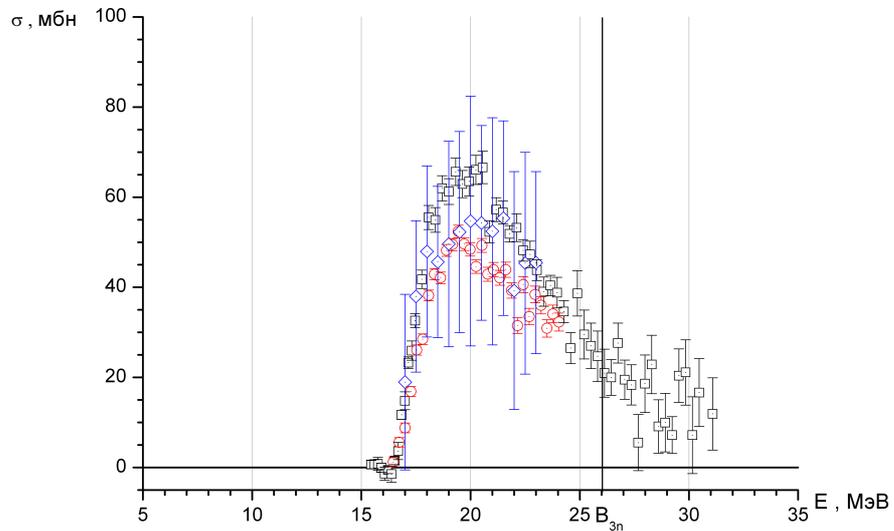


Рис. 6. Сравнение сечений образования фотонейтронов $\sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{115}In , полученных в работах:

- ◇ - данные, полученные на пучке ТИ [9],
- - данные, полученные на пучке КМА-фотонов в Ливерморе [10];
- - данные, полученные на пучке КМА-фотонов в Саклэ [11].

В соответствии с вышесказанным, данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций, полученные для идентичных реакций на практически аналогичных установках [10, 11], однако драматически различающиеся между собой вследствие различия использованных процедур определения множественности фотонейтронов должны быть более детально проанализированы и, безусловно, могут быть специальным образом согласованы. Такая взаимная корректировка данных, полученных для ядра ^{115}In в Ливерморе и Саклэ, была произведена в работе [5], в которой в целом были рассмотрены данные для 19 ядер от ^{51}V до ^{238}U , исследованных в обеих лабораториях.

Было установлено, что сечения реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, полученные в обеих лабораториях, различаются на $\sim 10 - 15\%$ (в среднем на $\sim 12\%$). При этом, как правило, сечения Саклэ имеют большие абсолютные значения, чем сечения Ливермора. В то же время расхождения сечений парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$, полученных в обеих лабораториях, оказываются значительно больше (до $\sim 30\%$). При этом, как правило, сечения реакций $\sigma(\gamma, n)$, полученные в Саклэ, оказываются завышенными, а сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ – заниженными. Установленные систематические расхождения были интерпретированы как результат использования разных процедур разделения фотонейтронов по множественности. Было показано, что такая процедура в Саклэ была не вполне корректной – некоторая часть сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ была ошибочно приписана сечению реакции $\sigma(\gamma, n)$.

С использованием коэффициента R

$$R = \sigma_{\text{C}}^{xn} / \sigma_{\text{Л}}^{xn} = (\sigma_{\text{C}}^n + 2\sigma_{\text{C}}^{2n}) / (\sigma_{\text{Л}}^n + 2\sigma_{\text{Л}}^{2n}), \quad (11)$$

нормирующего сечения полной фотонейтронной реакции была рассчитана та часть сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$, определенного в Саклэ, которая была приписана ему ошибочно и которая может быть после соответствующего пересчета перенесена в сечение реакции $\sigma(\gamma, 2n)$. После простого преобразования соотношения (11) сечение реакции полного выхода фотонейтронов, полученное в Саклэ, может быть записано в виде

$$\sigma_{\text{C}}^{xn} = (\sigma_{\text{C}}^n + 2\sigma_{\text{C}}^{2n}) = R\sigma_{\text{Л}}^{xn} = R(\sigma_{\text{Л}}^n + 2\sigma_{\text{Л}}^{2n}) \quad (12)$$

и, следовательно,

$$R\sigma_{\text{Л}}^{2n} = \sigma_{\text{C}}^{2n*} = \sigma_{\text{C}}^{2n} + 1/2(\sigma_{\text{C}}^n - R\sigma_{\text{Л}}^n). \quad (13)$$

Правая часть соотношения (13) имеет тот смысл, который обсуждался выше: к определенному в Саклэ экспериментальному значению σ_{C}^{2n} сечения реакции $\sigma(\gamma, 2n)$ добавляется часть $(1/2(\sigma_{\text{C}}^n - R\sigma_{\text{Л}}^n))$ сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$, определенная с учетом коэффициента $R = R(n) = R(xn)$ по данным о сечениях реакции $\sigma(\gamma, xn)$.

Было показано, что для всех 19 исследованных ядер в результате совместной корректировки сечений реакций $\sigma(\gamma, xn)$, $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ оцененные по данным Ливермора ($\sigma_{\text{Л}}^{2n*} = R\sigma_{\text{Л}}^{2n}$) и Саклэ (σ_{C}^{2n*}) сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, 2nX)$ существенно сближаются. Результаты, полученные в рамках такого подхода [5] для изотопа ^{115}In , приведены на Рис. 7.

Данные по интегральным сечениям реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ для изотопа ^{115}In , определенным в Саклэ [11] и Ливерморе [10], полученные [6] в результате их совместного анализа [5], представлены в Таблице 5. Эти данные типичны для всех 19 ядер, рассмотренных в работе [5]. Проявления отмеченных выше систематических расхождений хорошо видны – отношения интегральных сечений реакций с вылетом одного нейтрона $R(n)$ оказываются заметно больше, чем соответствующие отношения $R(2n)$ для реакций с вылетом двух нейтронов. При этом первые оказываются большими 1, а вторые – меньшими.

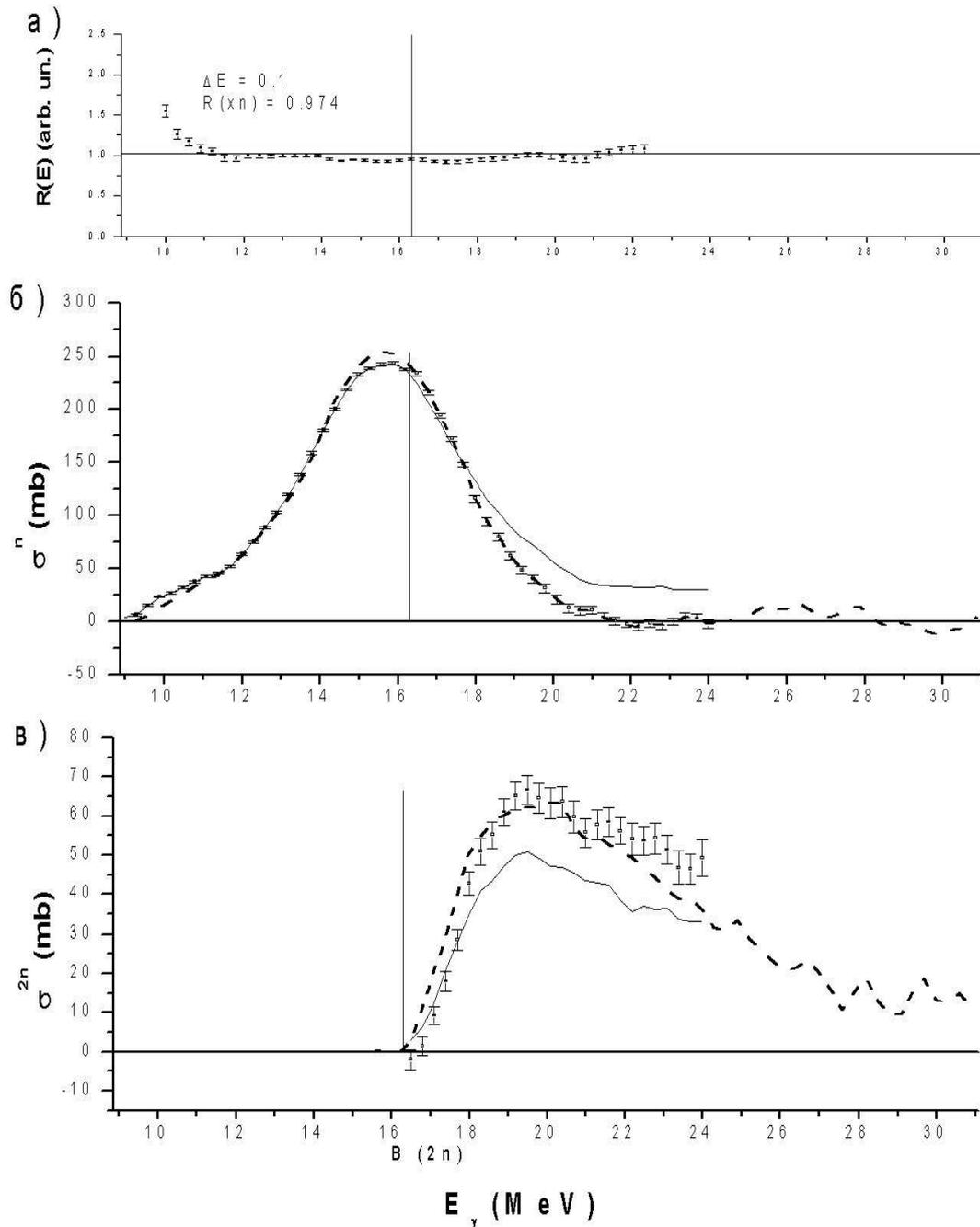


Рис. 7. Результаты взаимной корректировки сечений полной и парциальных фотонейтронных реакций для ядра ^{115}In , полученных в Саклэ и Ливерморе:

- отношения $R(E)$ сечений (γ, xn) реакции; указаны значения ΔE и $R(xn)$;
- данные для сечений реакций (γ, n) :
 - сплошная линия – исходные данные Саклэ σ_C^n ;
 - точки с ошибками – оцененные данные (12) Саклэ σ_C^{n*} ;
 - пунктир – оцененные данные Ливермора $R\sigma_L^n$;
- данные для сечений реакций $(\gamma, 2n)$:
 - сплошная линия – исходные данные Саклэ σ_C^{2n} ;
 - точки с ошибками – оцененные данные ((9) – (11)) Саклэ σ_C^{2n*} ;
 - пунктир – оцененные данные Ливермора $R\sigma_L^{2n}$.

Таблица 5.

Данные [5] по отношениям интегральных сечений реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, xn) , полученным в Ливерморе [10] и Саклэ [11], до и после их взаимной корректировки

^{115}In	$R(n) = \frac{\sigma_{\text{C}}^{\text{int}}(\gamma, n)/\sigma_{\text{Л}}^{\text{int}}(\gamma, n)}{\text{МэВ*мб}}$	$R(2n) = \frac{\sigma_{\text{C}}^{\text{int}}(\gamma, 2n)/\sigma_{\text{Л}}^{\text{int}}(\gamma, 2n)}{\text{МэВ*мб}}$	$R(xn) = \frac{\sigma_{\text{C}}^{\text{int}}(\gamma, xn)/\sigma_{\text{Л}}^{\text{int}}(\gamma, xn)}{\text{отн. ед.}}$
До	1470/1354 = 1.09	278/508 = 0.55	0.942
После	1298.0/1298.2 = 1.00	364.6/358.3 = 1.02	1.003

Из данных Таблицы 5 хорошо видны и результаты выполненной взаимной корректировки – данные Саклэ, определенные некорректно, сближаются с данными Ливермора, для которых использованный метод определения множественности считался гораздо более надежным и корректным.

Вместе с тем, выше отмечалось, что особенности поведения сечения реакции $^{115}\text{In}(\gamma, n)$, полученного в Ливерморе (Рис. 5), в области энергий $\sim 21 - 25$ МэВ – появление нефизических отрицательных значений – заставляет сомневаться в правильности разделения фотонейтронов по множественности и в этом эксперименте. Предложенный выше метод представляет собой механизм определения «лишних» вкладов в сечения реакции с множественностью 1 и возвращения их обратно в сечения реакций с множественностью 2. Он, в принципе, позволяет привести результаты различных экспериментов к согласию, но, к сожалению, не устраняет первопричину обсуждаемых расхождений, то есть ошибок совершенных при разделении фотонейтронов по множественности.

Это ставит на повестку дня необходимость разработки подхода, свободного от недостатков экспериментальных методов определения множественности нейтронов.

4. Новый экспериментально-теоретический подход к проблеме определения сечений парциальных фотонейтронных реакций

В связи со сказанным выше был разработан новый подход к определению (оценке) сечений парциальных фотонейтронных реакций, в рамках которого представляется возможным избежать недостатков экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности.

Подход называется экспериментально-теоретическим, поскольку он заключается в том, что в качестве исходной экспериментальной информации используется только экспериментальные данные по сечениям полной реакции выхода нейтронов $\sigma_{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, которые никак не связаны с проблемой разделения нейтронов по множественности. Для разделения вкладов в это сечение парциальных реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ используются соотношения, рассчитанные в рамках теоретической предравновесной модели фотоядерных реакций.

В последнее время достигнут очевидный прогресс [6, 7, 13] в теоретическом описании отдельных каналов формирования и распада ГДР и их конкуренции между собой для большого числа ядер, в том числе и для ядра ^{115}In . В рамках современной теоретической модели, базирующейся на ферми-газовых плотностях, оказалось возможным детально проследить влияние на процессы формирования и распада ГДР эффектов, обусловленных деформацией ядра, конфигурационным и изоспиновым расщеплениями ГДР и других. В рамках такой модели возможно надежное разделение

вкладов различных парциальных реакций и исследование их конкуренции в различных областях энергий фотонов.

В рассматриваемой энергетической области (ГДР) фотопоглощение обусловлено в основном формированием ГДР. Сечение такого процесса для средних и тяжелых ядер может быть аппроксимировано суммой четырех лоренцевых кривых $\sigma_{\Gamma}(E)$. Они отвечают двум типам дипольных возбуждений ядра с изоспинами $T = T_{<} = T_0$ и $T = T_{>} = T_0 + 1$ (где $T_0 = \frac{1}{2}(N - Z)$ – изоспин основного состояния ядра) с нейтрон-протонными колебаниями как вдоль ($i = 1$), так и поперек ($i = 2$) оси симметрии ядра. Параметры этих лоренцианов (энергия, осцилляторная сила и ширина резонанса) вычислены в рамках полумикроскопической модели ГДР [6]. Каждое из четырех дипольных состояний является частично-дырочным $1p1h$ -возбуждением ядра - входным состоянием с $m = 2$ экситонами. Оно распадается либо вследствие эмиссии возбужденного нуклона (переход $m \rightarrow m-1$), либо, что более вероятно, вследствие перехода ($m \rightarrow m+2$) к более сложной $2p2h$ -конфигурации, вызванного остаточным двухчастичным взаимодействием. В дальнейшем ситуация повторяется.

Образовавшееся (переход $m = m+2$ или переход $m = m-1$) экситонное состояние либо испускает нуклон в непрерывный спектр ($m \neq 1$), либо совершает внутриядерный переход $m \rightarrow m + 2$ и т.д. В результате внутриядерных ($m \rightarrow m + 2$) переходов энергия возбуждения составной системы распределяется по все большему числу экситонов, пока, наконец, не будет достигнуто состояние теплового равновесия (либо в исходном, либо в одном из остаточных ядер). После этого начинается сравнительно длительный процесс испарения нуклонов. Рассмотренная схема реакции, идущей с испусканием предравновесных и равновесных частиц, описывается с помощью комбинации экситонной и испарительной моделей [7].

Согласно статистической гипотезе Бора вклад каждого входного дипольного состояния $|dp = 0, dn = 0, m = 2\rangle$ (числа dp, dn обозначают, сколько предравновесных протонов и нейтронов вылетело из ядра до того, как возникло данное экситонное состояние) в полное сечение фотонуклонной реакции, идущей с испусканием k протонов и l нейтронов может быть представлен в виде

$$\sigma(\gamma, kpln; E) = \sigma(E) W(k, l, E; dp = 0, dn = 0, m = 2), \quad (14)$$

где $\sigma(E)$ – сечение образования (одна из лоренцевых кривых) и $W(k, l, E; dp = 0, dn = 0, m = 2)$ - вероятность распада входного дипольного состояния с испусканием k протонов и l нейтронов.

Рекуррентное соотношение [7] позволяет выразить вероятность распада $W(k, l, E; dp, dn, m)$ произвольного экситонного состояния $|dp, dn, m\rangle$ через вероятности распада $W(k - 1, l, U_p; dp + 1, dn, m')$, $W(k, l - 1, U_n; dp, dn + 1, m')$ состояний, возникающих при испускании еще одного предравновесного протона или нейтрона ($U_j = E - B_j - \varepsilon_j$ – энергия остаточного ядра, ε_j – энергия испускаемого протона ($j = p$) или нейтрона ($j = n$), B_j – порог отделения нуклона типа j , $m' = m + 2, m + 4, \dots$), и вероятность испарения $P(k, l, E; dp, dn)$ k протонов и l нейтронов из компаунд-состояния ядра $\{Z - dp, N - dn\}$.

Конкуренция между предравновесной и равновесной эмиссией нуклонов определяется входящими в рекуррентное соотношение величинами $\lambda_j(\varepsilon_j, E; dp, dn, m')$ $\omega(U_j; dp + \delta_{jp}, dn + \delta_{jn}, m' - 1)$ и $\hbar^{-1} = \Gamma^{\downarrow}(E; dp, dn, m') \propto \omega_+(E; dp, dn, m')$, характеризующими вероятность распада в единицу времени состояния $|dp, dn, m'\rangle$ из-за испускания нуклона типа j с энергией ε_j и вследствие внутриядерного перехода $m' \rightarrow m' + 2$. $\omega(U_j; dp + \delta_{jp}, dn + \delta_{jn}, m' - 1)$ и $\omega_+(E; dp, dn, m')$ – плотности экситонных состояний, заселяемых в результате переходов $m' \rightarrow m' - 1$ и $m' \rightarrow m' + 2$.

Вероятность предравновесной эмиссии быстро уменьшается по мере роста числа испущенных предравновесных частиц. Поэтому при достижении некоторого предравновесного значения $dp + dn = (dp + dn)_{max}$ можно положить $W(k, l, E; dp, dn, m) =$

$P(k, l, E; dp, dn)$. Это позволяет, используя рекуррентные соотношения, вычислить вероятность $W(k, l, E; 0, 0, 2)$, входящую в соотношение (14), если известны испарительные вероятности P . Для этих последних также существует рекурсия, сводящая их вычисление к вычислению вероятности испарения нуклонов из ядра, остающегося после испускания $(dp + dn)_{max}$ предравновесных частиц. А так как каждая предравновесная частица уносит из ядерной системы значительную энергию, то в таком остаточном ядре будут испаряться, учитывая подавление вылета протонов кулоновским порогом, практически одни нейтроны. Их испарение можно описать с помощью модели Вайскопфа, что замыкает схему расчета.

На распадные характеристики ГДР протон-избыточных ядер сильно влияют изоспиновые эффекты. Это связано с тем, что $T_>$ -компоненты ГДР, которые для таких ядер могут достигать значительной величины, распадаются в основном с испусканием протонов, так как из-за сохранения полного изоспина системы для нейтронного канала распада $T_>$ -состояний доступны только высокоэнергичные уровни конечного ядра с изоспином $T' = T'_0 + 1$ (T'_0 - изоспин основного состояния конечного ядра).

Изоспиновые эффекты могут быть учтены путем модификации выражений для плотностей $\omega(U_n; dp, dn+1, m'-1)$, $\omega_+(E; dp, dn, m')$ и плотностей компаунд-состояний конечного ядра $\rho(U_n) \propto U_n^{-2} e^{2\sqrt{aU_n}}$ для $T_>$ -канала реакции с помощью замен $E \rightarrow E - \Delta$, $U_n \rightarrow U_n - \Delta'$, где Δ и Δ' - энергии возбуждения первого уровня с изоспином на единицу больше, чем изоспин основного состояния, в исходном и остаточном ядрах (считается, что плотности обращаются в нуль, когда результирующая энергия становится меньше нуля).

Входные дипольные состояния $|0,0,2\rangle$ в области ГДР в той или иной степени коллективизированы из-за смешивания вследствие остаточного взаимодействия различных $1p1h$ -конфигураций. Это уменьшает вероятность их распада на $2p2h$ -состояния, так как когерентные $1p1h$ -состояния слабо связаны с большинством таких состояний и взаимодействуют главным образом с немногочисленными коллективными состояниями типа «дипольный фонon + поверхностный квадрупольный фонon». Вследствие этого увеличивается вероятность вылета первичного нуклона непосредственно из входного состояния. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению (из-за экстремально большой энергии первой вылетевшей частицы) выхода вторичного, третичного и т.д. нуклонов. Этот эффект необходимо учитывать при описании фотонуклонных реакций на ядрах с избытком нейтронов или протонов. Остаточное взаимодействие сдвигает коллективное дипольное состояние на энергию $\Delta E_{колл}$ вверх (о ее вычислении см. [7]). Это обстоятельство можно приближенно учесть в рамках экситонной модели, сдвигая экситонные $1p1h$ -состояния вверх на величину $\Delta E_{колл}$. Точно также следует поступить с доступными $2p2h$ -состояниями, на которые может распасться коллективное входное состояние, поскольку, как отмечалось выше, при распаде когерентного $1p1h$ -состояния коллективная энергия в первый момент еще сохраняется (затем она быстро перераспределяется между всеми $2p2h$ -состояниями с энергией возбуждения E).

В действительности, входные состояния $|0,0,2\rangle$ только частично коллективизированы. Степень их коллективизации можно характеризовать отношением $r(E) \equiv \sigma(E) / \sigma(E_{рез})$, где $E_{рез}$ - энергия максимума гигантского дипольного резонанса. При учете этого обстоятельства возможна формулировка следующего рецепта того, чтобы можно было приближенно учитывать коллективные эффекты в рамках экситонной модели: для этого необходимо в плотностях $\omega_+(E, 0, 0, 2)$ заменить энергию E на энергию $E - r(E)\Delta E_{колл}$.

На Рис. 8 представлены сечения реакций, рассчитанных для чисто нейтронных ($\gamma, 0pkn$) каналов распада ГДР и каналов распада с присутствием одного протона ($\gamma, 1pkn$), наиболее сильных среди остальных. Хорошо видно, как различные каналы распада ГДР ядра ^{115}In конкурируют между собой.

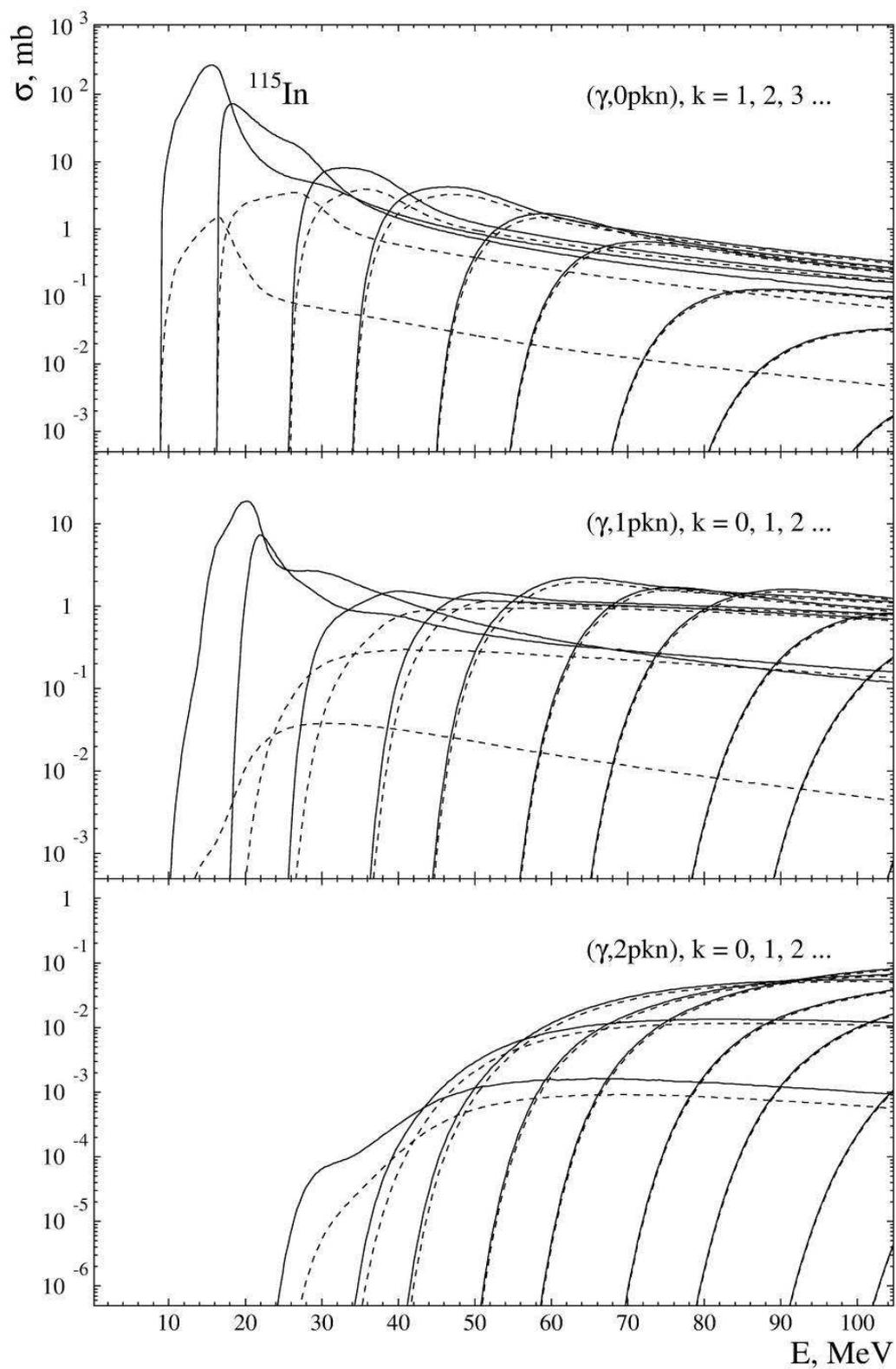


Рис. 8. Вычисленные [6, 7] сечения реакций (сверху вниз – $(\gamma,0pkn)$, $(\gamma,1pkn)$ и $(\gamma,2pkn)$) для изотопа ^{115}In . Сплошные кривые – полное сечение, штриховые – вклад квазидейтронной компоненты.

5. Оценка вкладов сечений парциальных фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,2n)$ в полное сечение выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma,xn)$

5.1. Анализ надежности экспериментальных данных

В рамках экспериментально-теоретического подхода разделение конкурирующих реакций (γ,n) и $(\gamma,2n)$ выполняется следующим образом:

1. теоретически рассчитанные сечения [6, 7] реакций $\sigma^{теор}_{(\gamma,n)}$, $\sigma^{теор}_{(\gamma,2n)}$ и $\sigma^{теор}_{(\gamma,3n)}$ объединяются в теоретическое сечение реакции полного выхода фотонейтронов:

$$\sigma^{теор}_{(\gamma,xn)}(E_\gamma) = \sigma^{теор}_{(\gamma,n)}(E_\gamma) + 2\sigma^{теор}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma) + 3\sigma^{теор}_{(\gamma,3n)}(E_\gamma); \quad (15)$$

2. с использованием полученных теоретически данных для каждого значения энергии фотонов E_γ строится переходная функция $F_2^{теор}(E_\gamma)$, описывающая вклад в сечение реакции полного выхода нейтронов $\sigma(\gamma,xn)$ сечения реакции с образованием двух нейтронов $\sigma(\gamma,2n)$:

$$F_2^{теор}(E_\gamma) = \sigma^{теор}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma) / \sigma^{теор}_{(\gamma,xn)}(E_\gamma) = \sigma^{теор}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma) / [\sigma^{теор}_{(\gamma,n)}(E_\gamma) + 2\sigma^{теор}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma) + 3\sigma^{теор}_{(\gamma,3n)}(E_\gamma)]; \quad (16)$$

3. с использованием энергетической зависимости переходной функции $F_2^{теор}(E_\gamma)$ и экспериментальных данных по полному сечению реакции выхода фотонейтронов выполняется оценка сечений парциальной реакции $\sigma^{оцен}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma)$

$$\sigma^{оцен}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma) = F_2^{теор}(E_\gamma) \sigma^{эксн}_{(\gamma,xn)}(E_\gamma) \quad (17)$$

и сечений парциальной реакции $\sigma^{оцен}_{(\gamma,n)}(E_\gamma)$

$$\begin{aligned} \sigma^{оцен}_{(\gamma,n)}(E_\gamma) &= \sigma^{эксн}_{(\gamma,xn)}(E_\gamma) - 2\sigma^{оцен}_{(\gamma,2n)}(E_\gamma) = \sigma^{эксн}_{(\gamma,xn)}(E_\gamma) - 2 \\ &F_2^{теор}(E_\gamma) \sigma^{эксн}_{(\gamma,xn)}(E_\gamma) = \\ &= (1 - 2F_2^{теор}(E_\gamma)) \sigma^{эксн}_{(\gamma,xn)}(E_\gamma). \end{aligned} \quad (18)$$

На Рис. 9 представлена переходная функция $F_2^{теор}(E)$, рассчитанная для исследуемого изотопа ^{115}In .

Эта функция (15) обладает целым рядом свойств, делающих ее простым, удобным и эффективным средством анализа надежности и достоверности экспериментально полученных сечений парциальных фотонейтронных реакций и позволяющих с уверенностью судить о качестве методов разделения фотонейтронов различной множественности, использованных при определении сечений парциальных реакций:

- 1) поскольку переходная функция $F_2^{теор}(E)$ образована делением сечения реакции $\sigma(\gamma,2n)$ на само себя удвоенное с небольшими добавками сечений реакций $\sigma(\gamma,n)$ и $\sigma(\gamma,3n)$, ни при каких энергиях фотонов она не может принимать значений, больших 0.5;
- 2) поскольку сечение $\sigma(\gamma,2n)$ располагается в области спадающего «хвоста» сечения $\sigma(\gamma,n)$, отклонение от значения 0.5 в области малых энергий обусловлено величиной $\sigma(\gamma,n)$; при возрастании энергии фотонов значения функции $F_2^{теор}(E)$ должны «снизу» стремиться к значению 0.5;
- 3) отклонения значений функции $F_2^{теор}(E)$ от значения 0.5 в области энергий, больших E_{3n} , определяются величиной $3\sigma(\gamma,3n)$, которая проявляется уже на «хвосте» сечения реакции $\sigma(\gamma,2n)$.

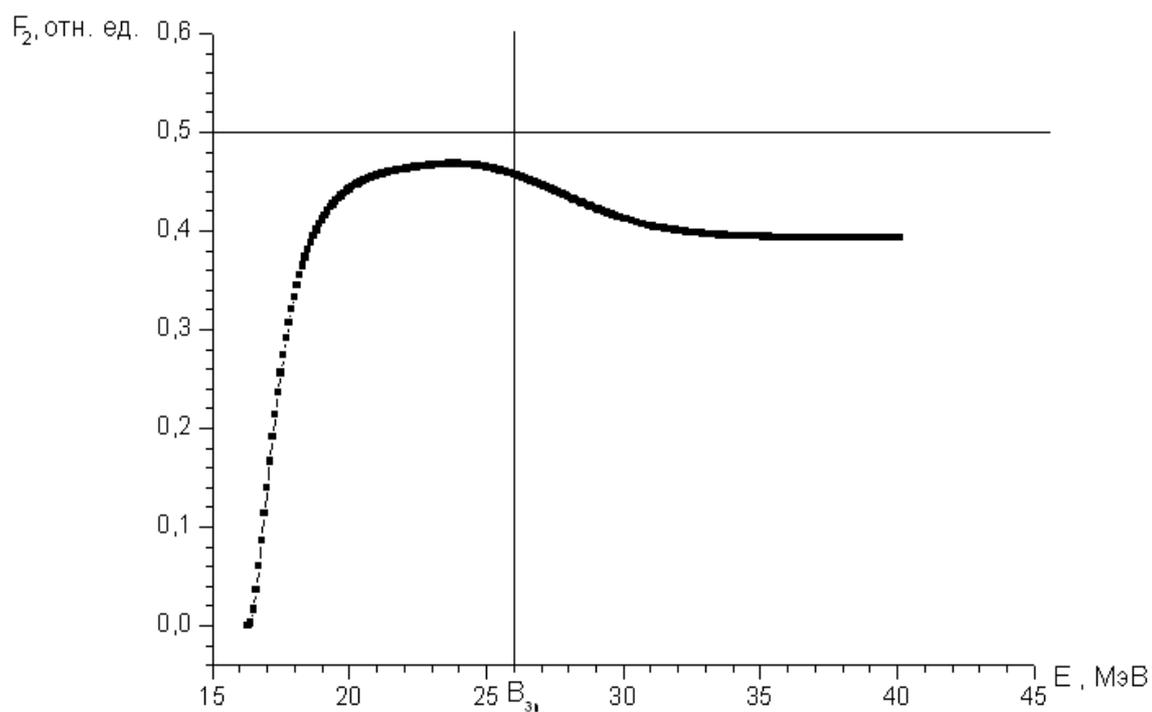


Рис. 9. Энергетическая зависимость переходной функции $F_2^{\text{теор}}(E)$, описывающей вклад сечения парциальной реакции $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, 2n)$ в сечение реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$ для исследуемого изотопа ^{115}In .

Очевидно, что в соответствии со свойствами теоретически рассчитанной функции $F_2^{\text{теор}}(E)$ ее сравнение с поведением соответствующей ей функции

$$F_2^{\text{эксп}}(E) = \sigma_{(\gamma,2n)}^{\text{эксп}}(E) / \sigma_{(\gamma,2n)}^{\text{эксп}}(E) = \sigma_{(\gamma,2n)}^{\text{эксп}}(E) / [\sigma_{(\gamma,n)}^{\text{эксп}}(E) + 2\sigma_{(\gamma,2n)}^{\text{эксп}}(E) + 3\sigma_{(\gamma,3n)}^{\text{эксп}}(E)], \quad (19)$$

полученной по данным конкретного эксперимента, позволяет достаточно точно оценивать надежность использованного метода разделения фотонейтронов по множественности и достоверность результатов, полученных с его помощью.

На Рис. 10 представлено сравнение $F_2^{\text{теор}}(E)$ [6] с функциями $F_2^{\text{эксп}}(E)$, полученными по экспериментальным данным работ [9 - 11] для ядра ^{115}In .

Свойства функции $F_2^{\text{теор}}(E)$ по определению позволяют однозначно утверждать, что превышение значений функции величины 0.5 может появиться только в том случае, если «добавляемые» в знаменателе к слагаемому $2\sigma(\gamma,2n)$ значения сечения $\sigma(\gamma,n)$ на самом деле из него вычитаются, что означает проявление существенной ошибки в процедуре разделения нейтронов по множественности. Происходит неоправданная перекачка нейтронов из канала с одним нейтроном в канал с двумя нейтронами, причем в таком значительном количестве, что в сечении парциальной реакции $\sigma(\gamma,n)$ появляются нефизические отрицательные значения. Наглядный пример был приведен в разделе 2.3. на Рис. 5. Следует обратить внимание также и на то, что слишком сильное отличие $F_2^{\text{эксп}}(E)$ от теоретической функции $F_2^{\text{теор}}(E)$ в сторону меньших значений отражает определенные погрешности метода разделения фотонейтронов по множественности, проявляющиеся в неоправданной перекачке нейтронов из канала «2n» в канал «1n».

Сравнение функций $F_2^{\text{теор}}(E)$ и $F_2^{\text{эксп}}(E)$, приведенных на Рис. 10, позволяет сделать определенные выводы о качестве разделения фотонейтронов по множественности:

- 1) значения функции $F_2^{\text{эксп}}(E)$ [9] в диапазоне энергий от 18 до 23 МэВ сильно занижены по сравнению $F_2^{\text{теор}}(E)$, что подтверждает ошибочность метода разделения фотонейтронов по множественности с использованием соотношений статистической теории; очевидно, что в данном случае присутствует ошибочное отнесение фотонейтронов из сечения реакции $\sigma(\gamma,2n)$ в сечение реакции $\sigma(\gamma,n)$;
- 2) значения функции $F_2^{\text{эксп}}(E)$ [10] неплохо согласуются со значениями $F_2^{\text{теор}}(E)$ вплоть до энергии фотонов ~ 22 МэВ; в диапазоне энергий 22 - 25 МэВ наблюдается превышение функцией $F_2^{\text{эксп}}$ значения 0.5, что физически невозможно, и свидетельствует о неоправданной перекачке нейтронов из сечения реакции $\sigma(\gamma,n)$ в сечение реакции $\sigma(\gamma,2n)$; выше порога V_{3n} какая-либо отчетливая закономерность в поведении функции $F_2^{\text{эксп}}(E)$, построенной на основе [10], вообще отсутствует, что говорит о нефизичности разделения фотонейтронов в этой области;
- 3) значения функции $F_2^{\text{эксп}}(E)$ [11] в диапазоне энергий выше 19 МэВ не согласуются со значениями $F_2^{\text{теор}}(E)$; они сильно занижены, что отражает ошибочность применявшегося в Саклэ метода разделения фотонейтронов по множественности - ошибочное неоправданное перенесение значительного числа нейтронов из канала «2n» в канал «1n».

Следует особо отметить, что зависимости функций $F_2^{\text{эксп}}(E)$, построенные по данным работы [5], в которой была предпринята попытка согласования данных работ [10] и [11], находятся (рис. 10) в удовлетворительном согласии с теоретической зависимостью $F_2^{\text{теор}}(E)$. Это свидетельствует о том, что учет очевидных ошибок в методе определения множественности фотонейтронов, использованном в Саклэ, позволяет существенно повысить надежность и достоверность данных о сечениях парциальных реакций, по сравнению с экспериментальными данными, полученными в этой лаборатории.

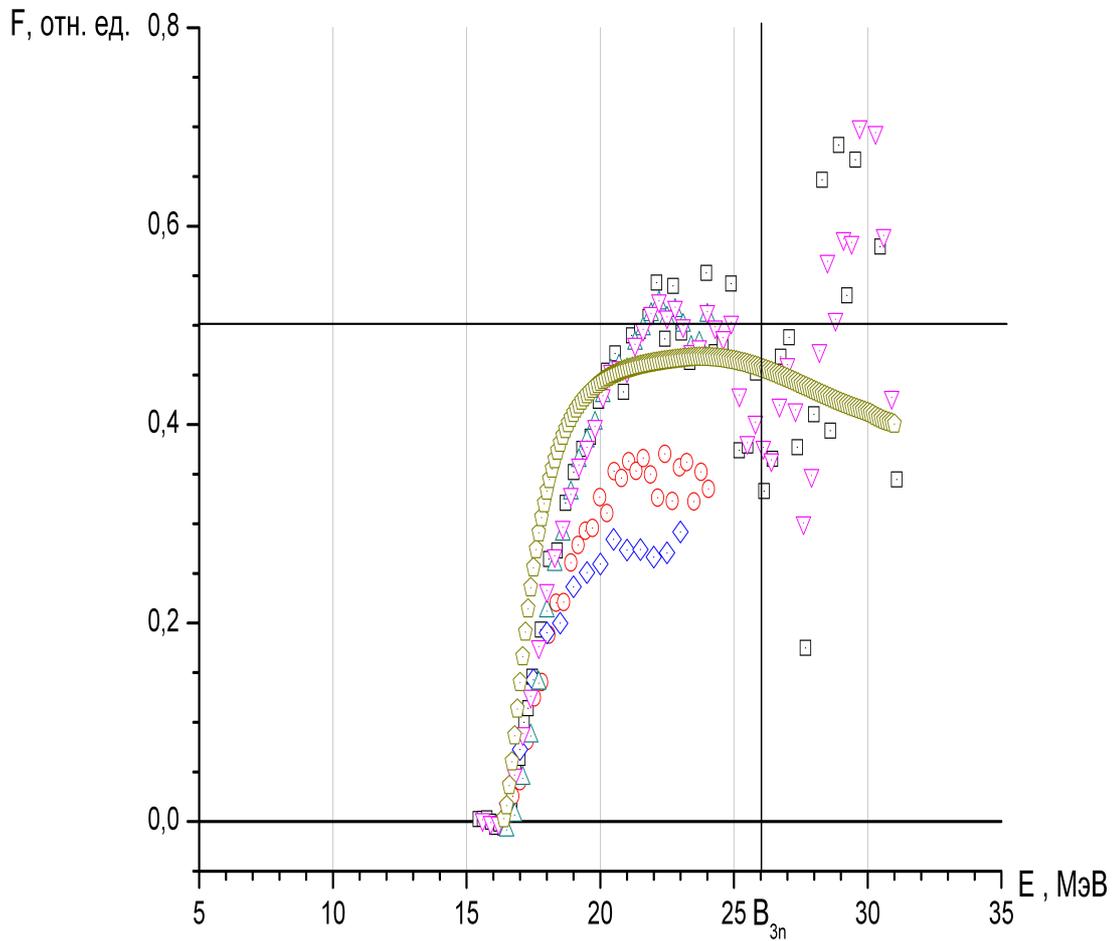


Рис. 10. Сравнение значений функции множественности $F_2(E)$, полученных из экспериментальных данных, с теоретической зависимостью.

- ◇ – данные, полученные на пучке ТИ [9];
- – данные, полученные с помощью КМА-фотонов в Ливерморе [10];
- – данные, полученные с помощью КМА-фотонов в Свклэ [11];
- ▽ – оцененные данные Ливермора [5];
- △ – оцененные данные Саклэ [5];
- ⬠ – теоретическая зависимость.

Заметные отклонения $F_2^{\text{эксп}}(E)$ от $F_2^{\text{теор}}(E)$ очевидно свидетельствуют о несовершенстве применявшихся экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности и допущенных вследствие этого ошибках.

Вместе с тем, данные Рис. 10 с очевидностью свидетельствуют о нефизичности (присутствие отрицательных значений) поведения сечения реакции $\sigma(\gamma, n)$. Это подтверждает высказанные ранее (раздел 2.2., Рис. 5) сомнения в том, что данные о сечениях парциальных реакций, полученные в Ливерморе, являются безупречными с точки зрения надежности и достоверности – правильности разделения нейтронов по множественности: значения функции $F_2^{\text{эксп}}(E)$ и для исходных и для скорректированных сечений при энергиях, больших приблизительно 22 МэВ, имеют значения, превышающие 0.5.

По-видимому, очевидные ошибки в определении множественности фотонейтронов и с помощью метода кольцевых отношений, использованного в Ливерморе, могут быть связаны с отмечавшимся выше обстоятельством, затрудняющим надежное определение множественности нейтронов. Связь средней энергии нейтронов с их множественностью может существенно осложниться присутствием в определяемых сечениях фотонейтронных реакций вкладов от процессов с испусканием протонов. Так, сечения реакций $(\gamma, 2n)$ и (γ, np) , идущих через одно и то же промежуточное ядро ^{114}In , имеющих близкие пороги (Таблица 1) могут быть весьма близкими (Рис. 8). Могут быть близкими и энергии одного из нейтронов первой реакции и нейтрона из второй. Но, в то время как, первая из реакций должна быть отнесена к группе с множественностью 2, вторая – к группе с множественностью 1.

Все вышесказанное позволяет сделать следующие выводы:

- в целом данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{115}In , полученные как в ТИ [9], так и в КМА-экспериментах [10, 11] могут быть признаны надежными и достоверными лишь для области энергий не выше порога B_{2n} ;
- при больших энергиях данные разных экспериментов начинают, с одной стороны, существенно расходиться друг с другом (что обусловлено разными методами определения множественности фотонейтронов), а с другой - демонстрируют поведение, не соответствующее очевидному по определению поведению функции $F_2^{\text{теор}}$, то есть свидетельствуют об ошибках в экспериментально определенной множественности (неправильном разделении фотонейтронов между реакциями (γ, n) и $(\gamma, 2n)$);
- вместе с тем, сечения реакции полного выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, полученные для изотопа ^{115}In в разных экспериментах, как показано в работах [3 – 5, 12], оказываются достаточно близкими друг к другу, что дает основания для использования этих данных в оценках сечений парциальных реакций в рамках экспериментально теоретического подхода.

5.2. Оценка сечений парциальных реакций по результатам конкретных экспериментов

Проведенный выше анализ надежности и достоверности (правильнее и точнее – ненадежности и недостоверности) экспериментальных данных о сечениях парциальных реакций в полной мере свидетельствует о необходимости применения альтернативных методов получения информации о таких сечениях.

Как было показано выше, в рамках предложенного выше экспериментально-теоретического подхода к оценке сечений парциальных реакций ((15) – (18)) возможно в определенной степени избежать недостатков различных процедур разделения фотонейтронов по множественности и получить хорошо согласующиеся между собой результаты. К чему приводит использование такого подхода, видно из результатов, приведенных на Рис. 11 – 14.

На Рис. 11 приведены сечения парциальных реакций, оцененные по экспериментальным данным для реакции $\sigma(\gamma, xn)$, полученным в конкретных экспериментах [9 - 11] с тормозным излучением (ТИ) и квазимоноэнергетическими фннигилляционными (КМА) фотонами. Хорошо видно, что сечения обеих парциальных реакций, оцененные таким образом, существенно лучше согласуются друг с другом, чем это наблюдалось для экспериментальных данных (Рис. 5, 6).

Рис. 12 – 14 показывают, каким образом соотносятся конкретные оценки с конкретными экспериментальными данными.

Полученные результаты приведены на Рис. 15. На Рис. 16-18 приведены сравнения полученных результатов с исходными, полученными в работах [9-11].

В таблице 6 приведены величины интегральных сечений реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$, как полученных в экспериментах [9 - 11], так и оцененных в рамках экспериментально-теоретического подхода, основанного на использовании предравновесной теоретической модели.

Таблица 6

Сравнение экспериментальных и оцененных величин интегральных сечений реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ для энергии фотонов до 23 МэВ

	$\sigma_{\text{эксп.}}^{\text{int}}(\gamma, n)$, МэВ*мб	$\sigma_{\text{оцен.}}^{\text{int}}(\gamma, n)$, МэВ*мб	$\sigma_{\text{эксп.}}^{\text{int}}(\gamma, 2n)$, МэВ*мб	$\sigma_{\text{оцен.}}^{\text{int}}(\gamma, 2n)$, МэВ*мб
ТИ, [9]	1666 ± 272	1477 ± 192	300 ± 101	384 ± 91
КМА, Ливермор, [10]	1317 ± 51	1237 ± 21	335 ± 18	351 ± 12
КМА, Саклэ, [11]	1427 ± 29	1173 ± 17	246 ± 10	372 ± 8

Видно, что характеристики оцененных сечений согласуются между собой намного лучше, нежели экспериментальные данные. Нейтроны, ошибочно отнесенные в экспериментах из реакции (γ, n) к реакции $(\gamma, 2n)$ или же наоборот, теперь разделены по множественности более достоверно. Это позволяет говорить о минимизации систематических погрешностей, допущенных в экспериментах, и использовать полученные для каждой парциальной реакции изотопа ^{115}In наборы оцененных по экспериментальным данным сечений для их совместной объединенной оценки, что позволит еще больше повысить статистическую (точнее говорить не о статистических погрешностях, а о средне-квадратичных) точность результатов.

5.3. Совместная оценка сечений парциальных реакций

Процедура расчета оцененных сечений по данным результатов экспериментов состояла в том, что оцененное сечение в каждой точке получалось в результате усреднения сечений, рассчитанных на сетке 100 кэВ

$$\sigma_{\text{оцен.совм}}^{\text{оцен}} = \frac{\sum_i (\Delta\sigma_i)^{-2} \cdot \sigma_i}{\sum_i (\Delta\sigma_i)^{-2}}, \quad (20)$$

где $i = 1, 2, 3$ нумерует одно из сечений σ_i , оцененных с погрешностью $\Delta\sigma_i$ описанным выше методом на основании данных разных экспериментов по полным сечениям реакции выхода фотонейтронов.

Для расчета погрешностей значений оцененного сечения $\sigma_{\text{оцен.совм}}^{\text{оцен}}$ использовалось соотношение

$$\sigma_{\text{оцен.совм}}^{\text{оцен}} = \frac{1}{\sum_i (\Delta\sigma_i)^{-2}} \sqrt{\sum_i (\Delta\sigma_i)^{-2}}. \quad (21)$$

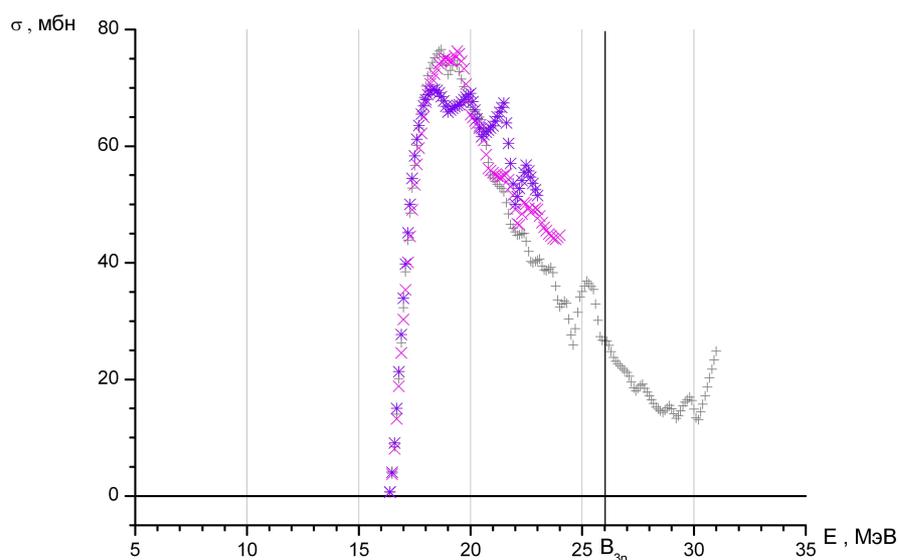
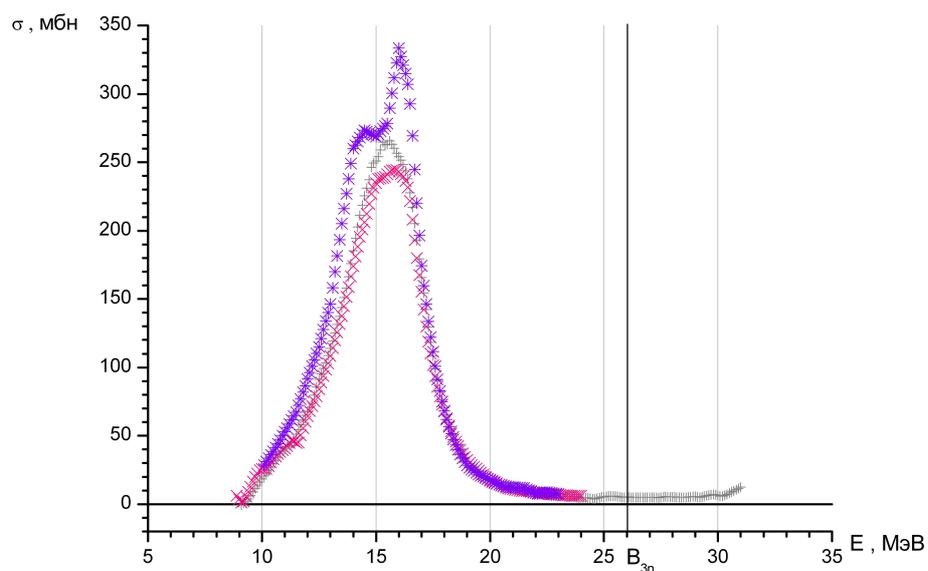


Рис. 11. Сечения реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ – сверху вниз - оцененные в условиях, свободных от недостатков экспериментальных методов определения множественности фотонейтронов:

- ✱ - оценка с помощью $F_2^{\text{теор}}(E)$ из данных, полученных на пучке ТИ [9];
- +
- ✕ - оценка с помощью $F_2^{\text{теор}}(E)$ из данных, полученных на пучке КМА-фотонов в Саклэ [11].

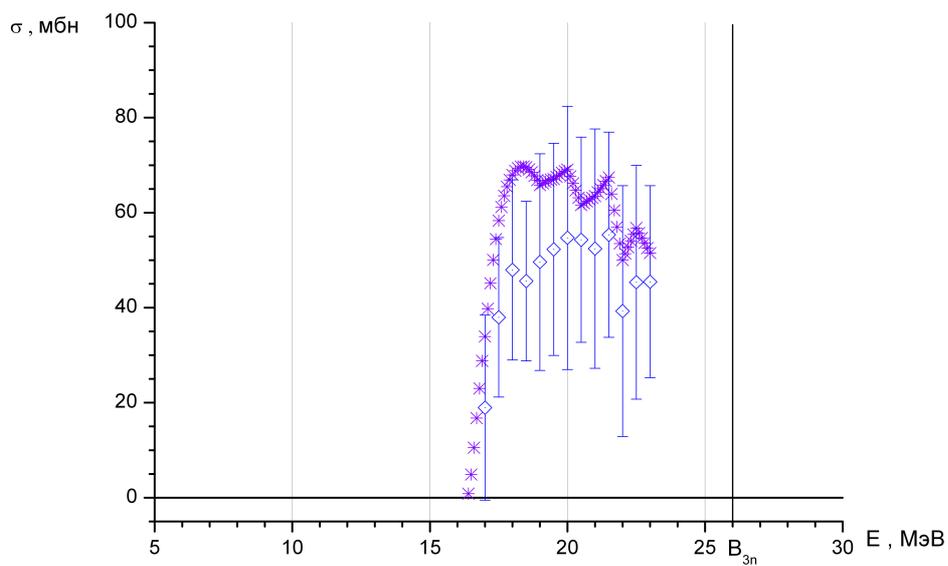
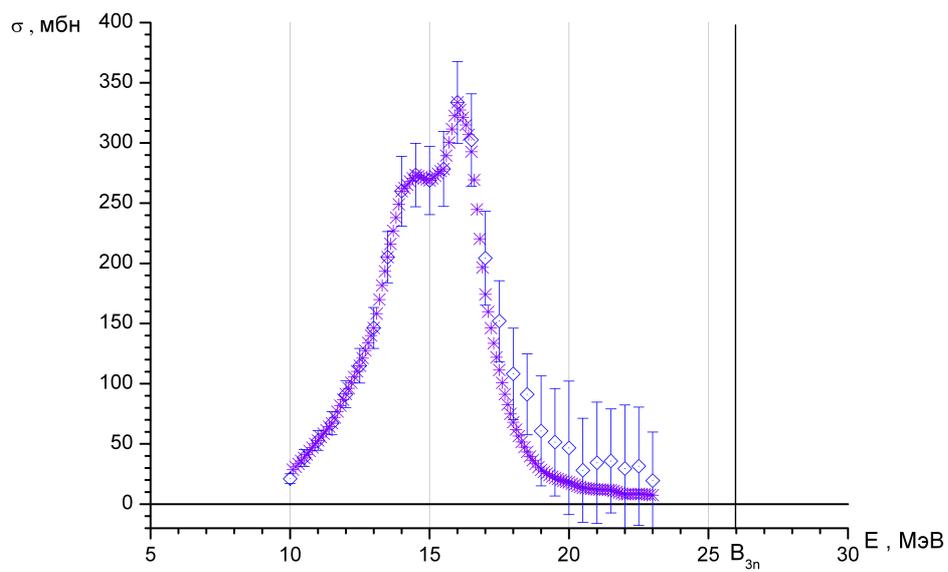


Рис. 12. Сравнение экспериментальных сечений реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ – сверху вниз - полученных на пучке ТИ [9] (звездочки) и оцененных с помощью $F_2^{\text{теор}}(E)$ (ромбы).

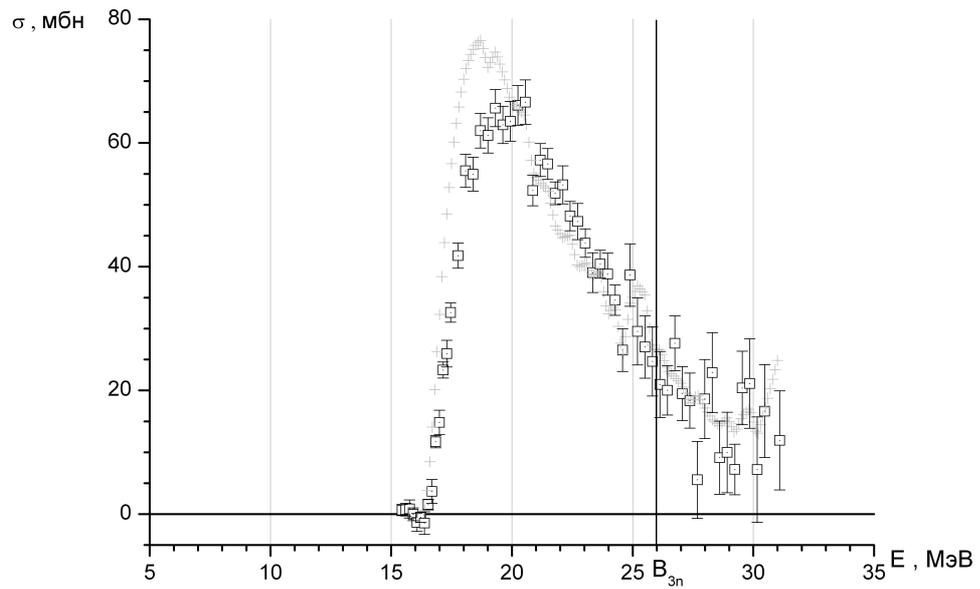
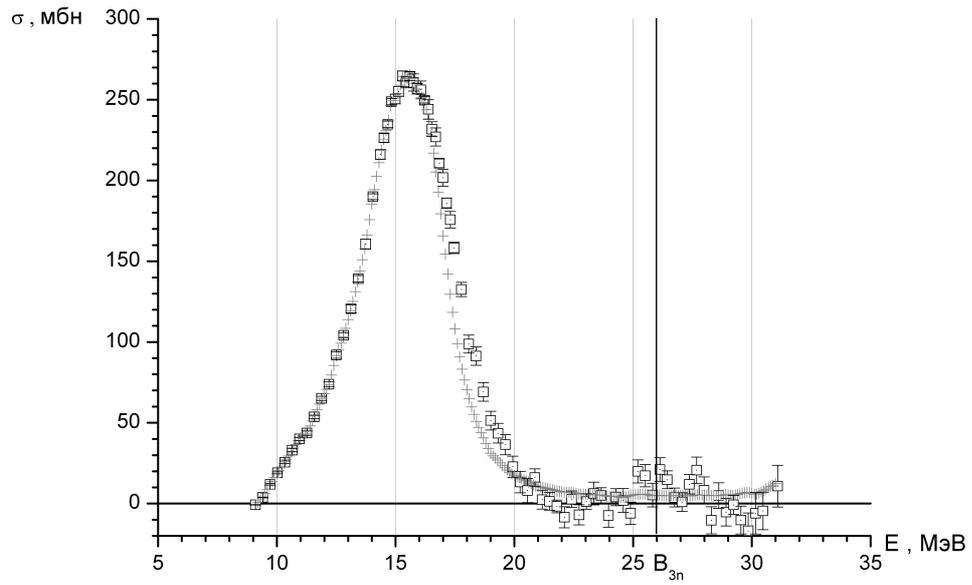


Рис. 13. Сравнение экспериментальных сечений реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ – сверху вниз - полученных на пучке КМА-фотонов в Ливерморе [10] (квадраты) и оцененных с помощью $F_2^{\text{теор}}(E)$ (кресты).

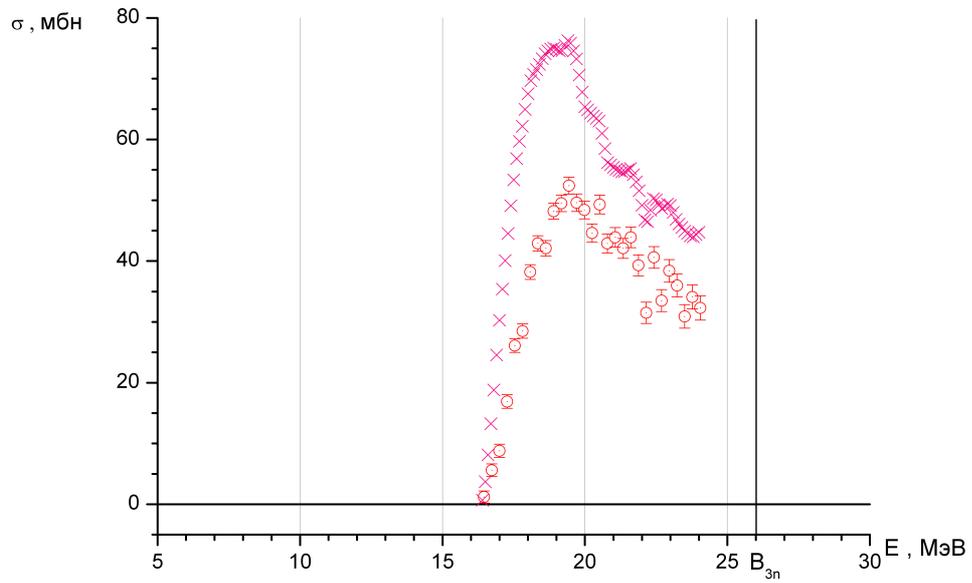
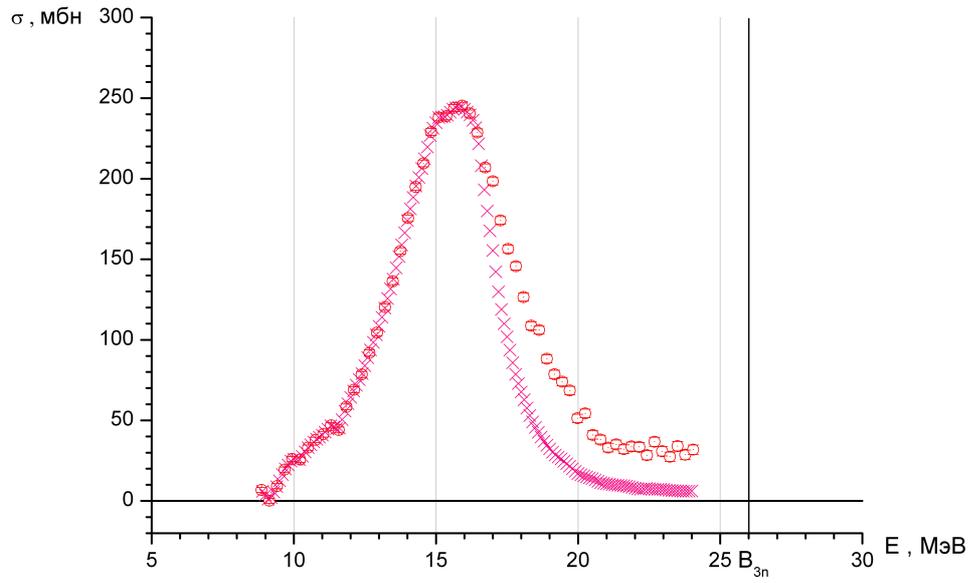


Рис. 14. Сравнение экспериментальных сечений реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ – сверху вниз - полученных на пучке КМА-фотонов в Саклэ [11] (кружки) и оцененных с помощью $F_2^{\text{теор}}(E)$ (кресты).

На Рис. 15, 16 оцененные таким образом данные по сечениям парциальных реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ для рассмотренного в настоящей работе изотопа ^{115}In представлены вместе с экспериментальными данными. Их сравнение свидетельствует о том, что предложенная модель адекватно описывает экспериментальные данные для сечений обеих парциальных фотонейтронных реакций. Предлагаемый метод позволил получить совместно оцененные по данным различных экспериментов сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{115}In , свободные от недостатков разделения фотонейтронов по множественности.

Также совместно оценены были и исходные данные, используемые в экспериментально-теоретическом подходе, по реакции (γ, xn) (Рис. 17). Основные характеристики совместно оцененных по результатам экспериментов [9 - 11] сечений реакции (γ, xn) , (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ приведены в таблице 7.

Таблица 7

Сравнение основных характеристик совместно оцененных по результатам экспериментов [9 - 11] сечений реакции (γ, xn) , (γ, n) и $(\gamma, 2n)$

	(γ, xn)	(γ, n)	$(\gamma, 2n)$
E_{σ}^{\max} , МэВ	15.6	15.6	19.4
σ^{\max} , мб	251.47 ± 1.72	251.47 ± 1.72	75.69 ± 1.08
σ^{int} , МэВ*мб	2386 ± 80	1250 ± 21	568 ± 34

Заключение

Основные результаты и выводы выполненной работы заключаются в следующем.

1. Проанализированы особенности методов разделения фотонейтронов по множественности, использованных в различных экспериментах для определения сечений парциальных реакций, и связанные с их различием систематические расхождения результатов разных экспериментов.
2. Детальный анализ точности и надежности результатов разных экспериментов по определению сечений парциальных реакций выполнен в рамках разработанного в НИИЯФ МГУ экспериментально-теоретического подхода к оценке сечений таких реакций, основанного на использовании к качестве исходной экспериментальной информации данных о сечении полной реакции выхода фотонейтронов $\sigma(\gamma, xn)$, свободных от проблем разделения нейтронов по множественности, и информации о конкуренции различных каналов распада ГДР, полученной в рамках современной предравновесной модели ядерных реакций, основанной на использовании Ферми-газовых плотностей.
3. Выполнено детальное сравнение значений специально предложенной переходной функции множественности $F_2^{\text{теор}}(E) = \sigma^{\text{теор}}_{(\gamma, 2n)}(E)/\sigma^{\text{теор}}_{(\gamma, xn)}(E)$ со значениями соответствующей ей функции $F_2^{\text{эксп}}(E) = \sigma^{\text{эксп}}_{(\gamma, 2n)}(E)/\sigma^{\text{эксп}}_{(\gamma, xn)}(E)$, полученными для всех экспериментально определенных сечений парциальных реакций.
4. Установлено, что на основании близости значений $F_2^{\text{эксп}}(E)$ и $F_2^{\text{теор}}(E)$ в целом экспериментально определенные сечения парциальных реакций в большинстве случаев могут быть оценены как относительно надежные лишь для энергий фотонов до ~ 20 МэВ. При больших энергиях наблюдаются существенные расхождения функций $F_2^{\text{эксп}}(E)$ и $F_2^{\text{теор}}(E)$, при этом некоторые значения функции $F_2^{\text{эксп}}(E)$ становятся нефизическими.

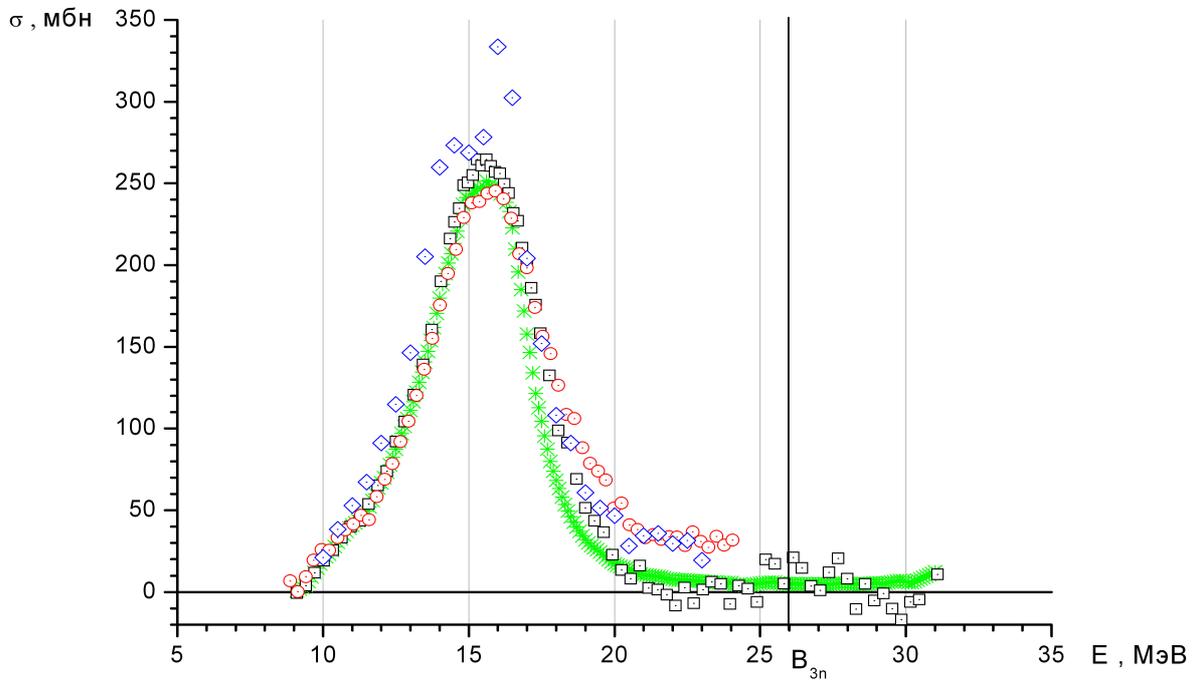


Рис. 15. Сравнение результатов совместной оценки с экспериментальными данными по сечениям реакций (γ, n) :

- ◇ – данные, полученные на пучке ТИ [9];
- – данные, полученные с помощью КМА-фотонов в Ливерморе [10];
- – данные, полученные с помощью КМА-фотонов в Саклэ [11];
- ✱ – данные, полученные в результате совместной объединенной оценки.

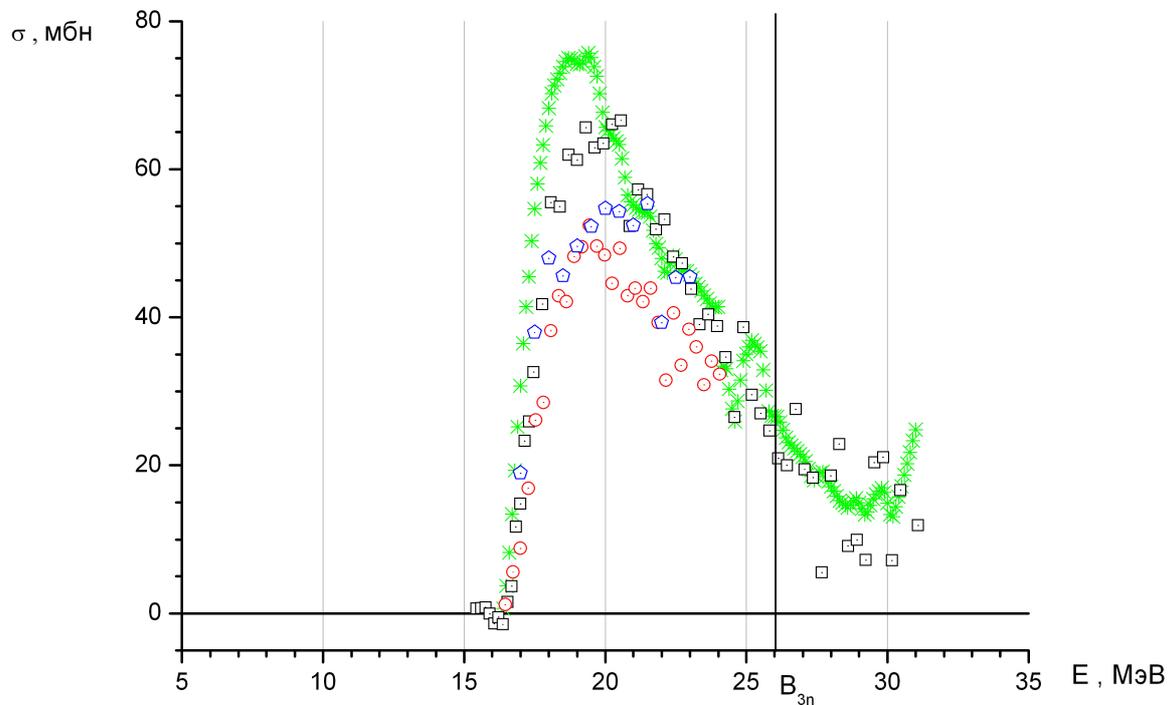


Рис. 16. Сравнение результатов совместной оценки с экспериментальными данными по сечениям реакций $(\gamma, 2n)$:

- ◇ – данные, полученные на пучке ТИ [9];
- – данные, полученные с помощью КМА-фотонов в Ливерморе [10];
- – данные, полученные с помощью КМА-фотонов в Саклэ [11];
- * – данные, полученные в результате совместной объединенной оценки.

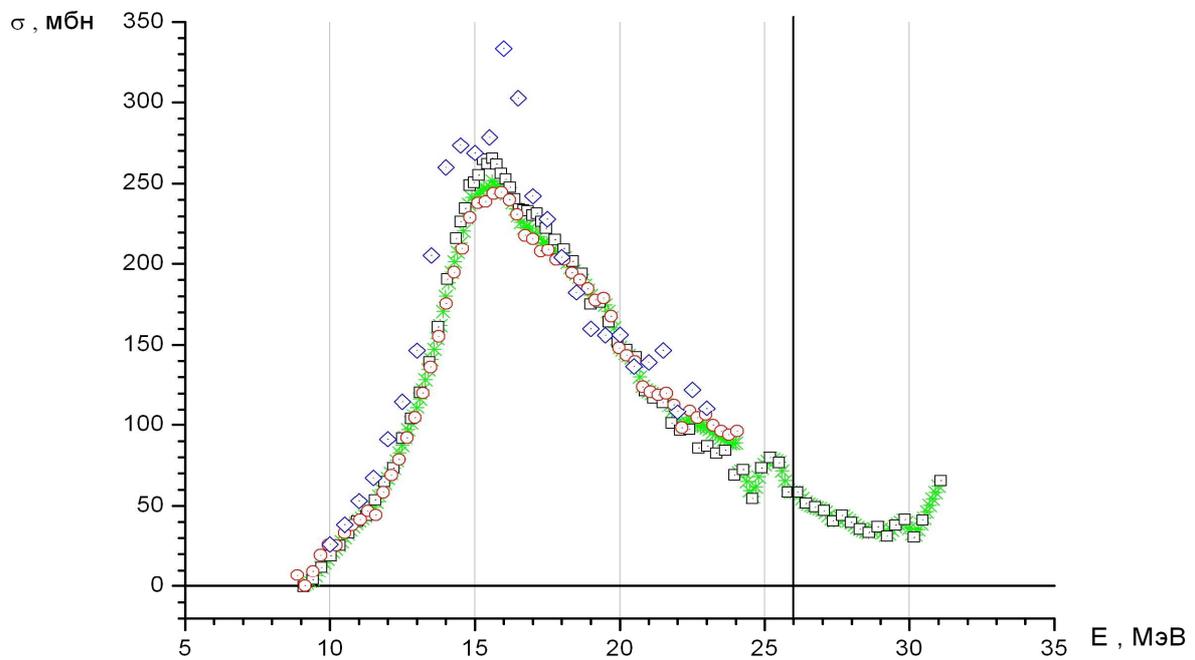


Рис. 17. Сравнение результатов совместной оценки с экспериментальными данными по сечениям реакций (γ, xn):

- ◆ – данные, полученные на пучке ТИ [9];
- – данные, полученные с помощью КМА-фотонов в Ливерморе [10];
- – данные, полученные с помощью КМА-фотонов в Саклэ [11];
- * – данные, полученные в результате совместной объединенной оценки.

5. Показано, что выполненные исследования в целом свидетельствуют о весьма низкой надежности экспериментальных данных о сечениях парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{115}In , причиной чего являются существенные недостатки использованных экспериментальных методов разделения фотонейтронов по множественности.
6. В рамках экспериментально-теоретического подхода, основанного на предравновесной модели фотоядерных реакций, базирующейся на Ферми-газовых плотностях, проведена оценка сечений реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ по результатам различных экспериментов, а также их совместная оценка. Получены новые данные о сечениях реакций $\sigma(\gamma, n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на изотопе ^{115}In , свободные от проблем разделения фотонейтронов по множественности.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ и поддержана контрактом 02.740.11.0242 по мероприятию 1.1 «Проведение научных исследований коллективами научно-образовательных центров», грантом поддержки ведущих научных школ 02.120.21.485-НШ и грантом РФФИ № 09-02-00368.

Литература

1. Калькулятор и графическая система для параметров атомных ядер и характеристик ядерных реакций и радиоактивных распадов ЦДФЭ НИИЯФ МГУ. URL - http://cdfe.sinp.msu.ru/services/calc_thr/calc_thr.html.
2. О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра, т. 2. М: Мир. 1977.
3. E.Wolynec, M.N.Martins. Discrepancies Between Saclay and Livermore Photoneutron Cross Sections. Revista Brasileira Fisica, 17 (1987) 56.
4. 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.
5. В.В.Варламов, Н.Н.Песков, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов. 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.
6. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. Полумикроскопическое описание гигантского дипольного резонанса. ЭЧАЯ, 38 (2007) 460.
7. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин. Предравновесная модель фотонуклонных реакций, базирующаяся на ферми-газовых плотностях. ЯФ, 71 (2008) 517.
8. Полная реляционная «База данных по ядерным реакциям (EXFOR)» ЦДФЭ НИИЯФ МГУ. URL - <http://cdfe.sinp.msu.ru/exfor/index.php>.
9. О.В.Богданкевич, Б.И.Горячев, В.А.Запелалов. Расщепление гигантского резонанса у ряда средне-тяжелых ядер. ЖЭТФ, 42, Вып. 6., 1962.
10. S.C.Fultz, B.L.Berman, J.T.Caldwell, R.L.Bramblett, M.A.Kelly. Photoneutron Cross Sections for ^{116}Sn , ^{117}Sn , ^{118}Sn , ^{119}Sn , ^{120}Sn , ^{124}Sn , and Indium. Phys. Rev., 186 (1969) 1255.
11. A.Lepretre, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.DeMiniac, A.Veyssiere. A Study of the Giant Dipole Resonance of Vibrational Nuclei in the $103 \leq A \leq 133$ Mass Region. Nucl. Phys., A219 (1974) 39.
12. B.L.Berman, S.S.Fultz. Measurements of the Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons. Rev. Mod. Phys., 47 (1975) 713.
13. M.B.Chadwick et al. Phys. Rev. C., 44 (1991) 814.

**Владимир Васильевич Варламов
Борис Саркисович Ишханов
Вадим Николаевич Орлин
Алексей Владимирович 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

Работа поступила в ОНТИ 28.12.2010