

## ОЦЕНЕННЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПЕ $^{116}\text{Sn}$ И СПЕКТРЫ ОБРАЗУЮЩИХСЯ В НИХ НЕЙТРОНОВ

© 2017 г. В. В. Варламов<sup>1)\*</sup>, Б. С. Ишханов<sup>1),2)</sup>, В. Н. Орлин<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 24.05.2017 г.

С использованием результатов расчетов сечений парциальных фотонейтронных реакций на изотопе  $^{116}\text{Sn}$  и энергетических спектров образующихся нейтронов в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций исследованы возможные причины хорошо известных расхождений результатов разных фотоядерных экспериментов. На основании физических критериев достоверности данных и экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций установлено, что эти расхождения связаны с недостоверным перераспределением нейтронов между реакциями  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , обусловленным неоднозначной связью измеряемой в экспериментах энергии нейтронов с их множественностью.

DOI: 10.7868/S0044002717060241

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование механизма взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами является одним из приоритетных направлений ядерной физики. Характерной особенностью взаимодействия  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами является их интенсивное поглощение в области энергий 8–20 МэВ — гигантский дипольный резонанс (ГДР). ГДР наблюдается абсолютно на всех ядрах. Впервые он был предсказан в работе Мигдала [1] и экспериментально обнаружен Балдвином и Клайбером в реакциях фотоделения  $^{238}\text{U}$  [2] и в фотонейтронных реакциях на изотопах  $^{12}\text{C}$  и  $^{63}\text{Cu}$  [3]. ГДР в коллективных моделях ядра интерпретируется как колебание всех протонов относительно всех нейтронов при поглощении ядром  $\gamma$ -квантов [4]. В рамках коллективных моделей удалось связать характеристики ГДР с такими фундаментальными свойствами атомного ядра, как радиус и масса атомного ядра, число нейтронов  $N$  и протонов  $Z$  в ядре. В частности, положение максимума резонанса  $E_m$  и полное сечение взаимодействия фотонов с ядром зависит от числа нуклонов  $A$  в ядре  $A = N + Z$ :

$$E_m = h\omega \approx 78A^{-1/3} [\text{МэВ}], \quad (1)$$

$$\int_{\text{ГДР}} \sigma d\omega \approx 60 \frac{NZ}{A} [\text{МэВ мбн}]. \quad (2)$$

Несомненным успехом коллективных моделей явилось предсказание и последующее обнаружение расщепления максимума гигантского резонанса в деформированных ядрах, соответствующего колебаниям ядерной материи вдоль осей ядерного эллипсоида [5, 6].

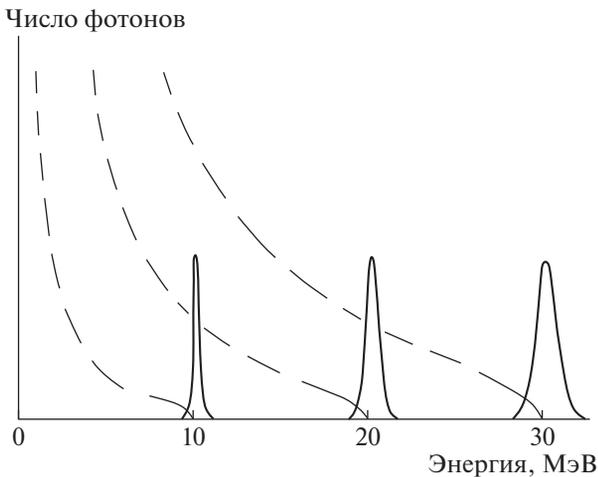
Появление оболочечной модели ядра привело к интерпретации состояний ГДР как переходов нуклонов под действием  $\gamma$ -квантов из заполненных в свободные ядерные оболочки. Впервые такая интерпретация ГДР была дана в работе Вилкинсона [7]. Однако теоретическое положение максимума резонанса оказалось примерно в 2 раза ниже по энергии, чем экспериментальное. Следующий важный шаг в развитии оболочечной модели ГДР был связан с учетом остаточного частично-дырочного взаимодействия нуклонов в ядре [8–10]. Положение максимума ГДР в ядрах не только оказалось в полном согласии с экспериментом, но и объяснило природу коллективных колебаний нуклонов в ядре [9]. Остаточное взаимодействие между нуклонами приводило к образованию выделенного дипольного состояния, являющегося когерентной суперпозицией одночастичных переходов.

Экспериментальные методы исследования ГДР также претерпели существенные изменения. В природе отсутствуют моноэнергетические источники  $\gamma$ -квантов с энергиями 10–30 МэВ. Поэтому первые эксперименты по исследованию ГДР были выполнены на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения.

<sup>1)</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Россия.

<sup>2)</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия.

\*E-mail: Varlamov@depni.sinp.msu.ru



**Рис. 1.** Спектры  $\gamma$ -квантов (условное число фотонов), образующихся при облучении бериллиевой мишени электронами и позитронами с энергиями 10, 20, 30 МэВ. Штриховые кривые — спектры тормозного излучения, сплошные — спектры квазимоноэнергетических  $\gamma$ -квантов, образующихся при аннигиляции позитронов.

Пучок ускоренных электронов облучал мишень из вещества с большим  $Z$ , что приводило к образованию фотонов, спектр которых был непрерывным с максимальной энергией  $E^{\max}$ , равной кинетической энергии ускоренных электронов (рис. 1). Измеряя выход фотоядерных реакций  $Y(E^{\max})$  при различных значениях  $E^{\max}$  и зная форму спектра тормозного излучения  $W(E^{\max}, E_\gamma)$ , можно восстановить сечение реакции  $\sigma(E_\gamma)$ :

$$Y(E^{\max}) = \alpha \int_{E_{\text{порог}}}^{E^{\max}} W(E^{\max}, E_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (3)$$

где  $\alpha$  — нормировочная константа.

Несмотря на развитие различных методов восстановления сечения реакции из ее выхода, оставалось много проблем с надежностью решения интегрального уравнения (3).

Следующий важный шаг в фотоядерных исследованиях был сделан в результате создания пучков квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции ускоренных позитронов на мишени из вещества с малым  $Z$  [11, 12]. Такие установки были созданы в нескольких лабораториях. Наибольшее количество данных было получено в Сакле (Франция) и Ливерморе (США). Спектры квазимоноэнергетических аннигиляционных  $\gamma$ -квантов показаны на рис. 1. Более подробное описание методики получения квазимоноэнергетических  $\gamma$ -квантов дано в работах [13, 14].

Одновременно происходило совершенствование методов регистрации продуктов фотоядерных

реакций. В средних и тяжелых ядрах ГДР распадается преимущественно с испусканием нейтронов. В качестве детекторов фотонейтронов — продуктов фотоядерных реакций — в Сакле использовался сцинтилляционный детектор большого объема, который просматривался большим количеством фотоумножителей. В Ливерморе детектирование нейтронов происходило после их замедления 48 ВФ<sub>3</sub>-счетчиками, располагавшимися концентрическими кольцами вокруг мишени в большом парафиновом кубе.

Создание пучков квазимоноэнергетических фотонов и высокоэффективных нейтронных детекторов качественно изменило ситуацию в исследованиях фотоядерных реакций и позволило получить новую информацию о распадных характеристиках ГДР — сечениях парциальных реакций с испусканием различного числа нуклонов. В средних и тяжелых ядрах полное сечение поглощения  $\gamma$ -квантов  $\sigma(\gamma, abs)$  фактически определяется каналами распада с испусканием нейтронов:

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, abs) \approx \sigma(\gamma, Sn) = & \sigma(\gamma, 1n) + \quad (4) \\ & + \sigma(\gamma, 1n1p) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 2n1p) + \\ & + \sigma(\gamma, 3n) + \dots \end{aligned}$$

В эксперименте на пучке тормозного  $\gamma$ -излучения непосредственно определяется сечение реакции выхода нейтронов:

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, Xn) = & \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p) + \quad (5) \\ & + 2\sigma(\gamma, 2n) + 2\sigma(\gamma, 2n1p) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots \end{aligned}$$

Большинство экспериментов по определению сечений парциальных фотонейтронных реакций выполнено с квазимоноэнергетическими аннигиляционными  $\gamma$ -квантами в Ливерморской национальной лаборатории США и в Центре ядерных исследований Франции (Сакле). В обеих лабораториях использованы методы разделения фотонейтронов по множественности, основанные на предположении о прямой связи множественности нейтронов с их средней кинетической энергией. Было измерено большое число сечений фотонейтронных реакций на нескольких десятках различных изотопов [15]. Эти данные вошли в многочисленные сборники и компиляции и широко используются как в фундаментальных, так и в прикладных исследованиях. Однако уже вскоре были замечены различия в сечениях реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ , полученных на пучках квазимоноэнергетических  $\gamma$ -квантов [16–20] в разных лабораториях.

На основании результатов анализа сечений парциальных фотонейтронных реакций для 19 ядер, исследованных в обеих лабораториях, было установлено [18–20], что между результатами разных экспериментов имеются систематические расхождения.

**Таблица 1.** Пороги фотоядерных реакций на изотопе  $^{116}\text{Sn}$ 

Реакция	$(\gamma, 1n)$	$(\gamma, 2n)$	$(\gamma, 1p)$	$(\gamma, 1p1n)$	$(\gamma, 3n)$
$E_{\text{порог}}$ [МэВ]	9.56	17.10	9.27	18.30	27.42

При достаточно хорошем согласии сечений реакции выхода нейтронов (5), не зависящих от проблем разделения нейтронов по множественности, данные Ливермора и Сакле по сечениям парциальных реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  различаются, причем в Ливерморе сечения реакций  $(\gamma, 2n)$  завышены, а сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  занижены, тогда как в Сакле, наоборот, сечения реакций  $(\gamma, 1n)$  завышены, а сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  занижены. Так, отношения “Ливермор/Сакле” сечений реакций  $(\gamma, 2n)$  оказываются больше 1 ( $\sim 1.1$ ), а сечений реакций  $(\gamma, 1n)$ , напротив, существенно меньше 1 ( $\sim 0.8$ ). Это означает, что обсуждаемые различия сечений фотонейтронных реакций имеют систематический характер. Расхождения достигают  $\sim 60$ – $100\%$ .

Было показано, что основными причинами наблюдаемых расхождений являются систематические погрешности метода определения множественности испускаемых в разных реакциях нейтронов по их измеряемой кинетической энергии. Такие погрешности приводят к перераспределению части нейтронов между каналами с разной множественностью. Это проявляется в том, что часть сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  идентифицируется как сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  или наоборот. Согласно нашим оценкам величина неправильно идентифицированного сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  составляет  $\approx 20\%$ . В результате сечение реакции  $(\gamma, 1n)$  уменьшается, и в нем появляются физически запрещенные отрицательные значения, а сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  увеличивается.

Экспериментальная информация о каналах распада ГДР способствовала появлению новых теоретических моделей, в которых более детально описываются проявления различных свойств ГДР [21–27], что потребовало более аккуратного дополнительного анализа экспериментальных данных.

В настоящей работе на основе анализа сечений фотонейтронных реакций на изотопе  $^{116}\text{Sn}$  обсудим возможные причины этих различий.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД

В табл. 1 приведены пороги основных фотоядерных реакций на изотопе  $^{116}\text{Sn}$ .

Сечения фотонейтронных реакций на изотопе  $^{116}\text{Sn}$  были измерены на пучках как тормозных [28],

так и квазиодноэнергетических [29, 30]  $\gamma$ -квантов. Основные характеристики этих сечений, взятые из компиляции [31], приведены в табл. 2.

Сравнение характеристик измеренных сечений показывает в целом хорошее согласие в положении максимума гигантского резонанса  $E^m$  величине сечения в максимуме резонанса  $\sigma^m$ . Однако измеренные ширины резонанса сильно различаются. Так различие в ширине сечений реакций  $(\gamma, Xn)$  и  $(\gamma, Sn)$  по данным Сакле и Ливермора составляет  $\sim 1.5$  МэВ. В Ливерморе [29] обнаружено расщепление максимума резонанса и дополнительные максимумы при энергиях 18.769 и 27.131 МэВ. Аналогичные ситуации наблюдаются и в сечениях парциальных каналов  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ .

Далее мы более подробно обсудим результаты, полученные в Ливерморе [29].

Сечения фотонейтронных реакций были измерены на пучке квазиодноэнергетических  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий от порога фотонейтронной реакции  $(\gamma, 1n)$  до  $\sim 30$  МэВ.

Квазиодноэнергетические  $\gamma$ -кванты образуются в результате аннигиляции позитронов на бериллиевой мишени. В этом процессе наиболее вероятно испускание двух  $\gamma$ -квантов под углами  $0^\circ$  и  $180^\circ$  относительно направления позитрона. Летящий под углом  $0^\circ$   $\gamma$ -квант уносит практически всю энергию позитрона  $E^+$ :

$$E_\gamma = E^+ + mc^2/2. \quad (6)$$

Спектр  $\gamma$ -квантов, образующихся при облучении бериллиевой мишени позитронами с энергией  $E^+ = 10, 20$  и  $30$  МэВ, показан на рис. 1.

В спектре аннигиляционных  $\gamma$ -квантов присутствуют  $\gamma$ -кванты тормозного излучения позитронов в бериллиевой мишени, поэтому измерения сечений фотонейтронных реакций  $\sigma(E_\gamma)$  проводились в три этапа. Вначале измерялся выход реакции  $Y^+(E^+)$  под действием пучка  $\gamma$ -квантов, образующихся при попадании на бериллиевую мишень позитронов с энергией ( $E^+$ ). В спектре присутствуют и аннигиляционные, и тормозные фотоны. Затем измерялся выход реакции  $Y^-(E^-)$  при попадании на бериллиевую мишень такого же количества электронов той же энергии. Считалось, что характеристики процессов тормозного излучения позитронов и электронов одинаковые.

За измеренное сечение реакции принимается разность

$$\sigma(E_\gamma) = Y^+(E^+) - Y^-(E^-). \quad (7)$$

На рис. 2 показаны примеры выходов нейтронов при облучении мишени пучком  $\gamma$ -квантов, образующихся в Ве-мишени под действием позитронов

Таблица 2. Сечения фотонейтронных реакций на изотопе  $^{116}\text{Sn}$ 

Реакция	Положение максимума сечения $E^m$ , МэВ	Сечение в максимуме $\sigma^m$ , мбн	Ширина резонанса $\Gamma$ , МэВ	Верхняя граница интегрального сечения, МэВ	Интегральное сечение, МэВ мбн	Литература
$(\gamma, Xn)$	15.6	260.0	9.0	27.00	2400	[28]
	15.44	277.3	7.5	22.10	1823	[30]
	15.362	272.0	6.0	29.60	2083	[29]
	18.769	168.9				
	27.131	76.0				
$(\gamma, Sn)$	15.6	260.0	6.0	27.00	2850	[28]
	15.44	277.3	7.5	29.50	1630	[30]
	15.982	262.0	4.0	29.60	1669	[29]
	27.131	55.0				
$(\gamma, 1n)$	15.44	277.3	7.5	22.10	1437	[30]
	15.362	272.0	3.5	29.60	1255	[29]
	28.37	36.0				
$(\gamma, 2n)$	20.07	51.4	>7.0	22.10	193	[30]
	20.008	60.0	7.5	29.60	414	[29]

(рис. 2а), электронов (рис. 2б), и сечение выхода реакции (рис. 2в).

Энергетическое разрешение метода квазимоноэнергетических  $\gamma$ -квантов зависит от:

энергетического разрешения пучка позитронов, многократного рассеяния позитронов в Ве-мишени,

точности абсолютной нормировки спектров тормозного излучения позитронов и электронов, так как ошибки в абсолютной нормировке тормозного излучения приводят к образованию низкоэнергетической части спектра  $\gamma$ -квантов, показанного на рис. 2в штриховой линией; роль таких  $\gamma$ -квантов оказывается особенно существенной при измерении сечений в области энергий за максимумом гигантского резонанса.

Энергетическое разрешение экспериментов зависело от величины  $E^+$ , составляло 300 кэВ при  $E^+ = 10$  МэВ и увеличивалось до 400 кэВ при  $E^+ = 30$  МэВ.

Нейтроны после замедления в парафине детектировались разрядными счетчиками. По оси детектора, представлявшего собой куб парафина с размером стороны 61 см, имелся канал, в который помещалась мишень из исследуемого вещества. Сорок восемь борных счетчиков, содержащих обогащенный фторид бора  $^{10}\text{BF}_3$ , располагались

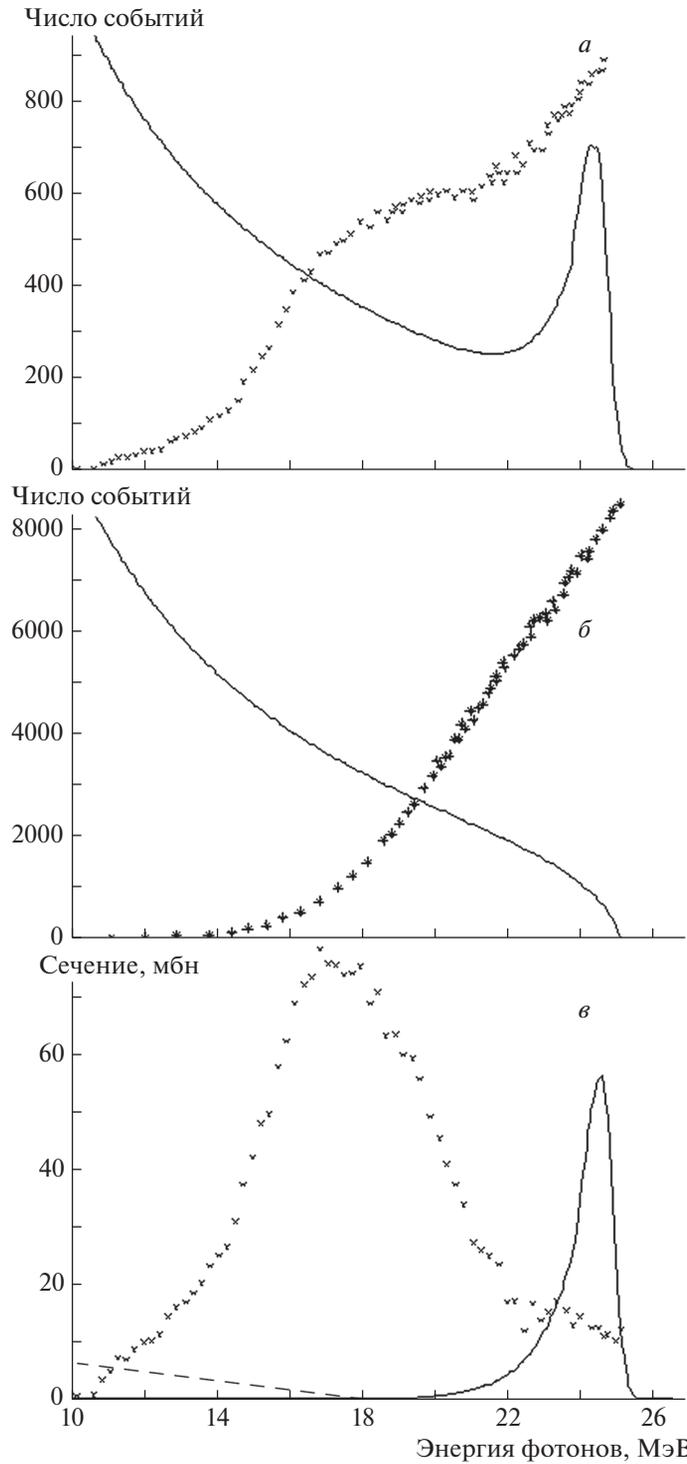
на четырех концентрических окружностях с радиусами  $R = 6.35, 10.80, 14.61$  и  $17.78$  см по 12 счетчиков на каждой окружности.

Сигналы от каждого кольца счетчиков регистрировались независимо. Нейтроны детектировались между импульсами  $\gamma$ -излучения в течение 300 мкс. Так как число нейтронов, регистрируемых в каждом кольце, зависело от расстояний, пройденных каждым из них в парафиновом замедлителе, и от их энергий, измеряя число нейтронов, зарегистрированных в каждом кольце, было возможно получить информацию об энергиях нейтронов. Суммарная эффективность регистрации нейтронов детектором при увеличении энергии фотонов от 10 до 24 МэВ уменьшалась с 43% до 38% (рис. 3).

Разделение выходов реакций  $Y_i(\gamma, in)$  различной множественности происходило на основе результата счета числа нейтронов  $N_i$  после каждого импульса  $\gamma$ -излучения ускорителя. Ограничимся случаем реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ . Если среднее число зарегистрированных нейтронов  $\bar{N}$  за один цикл работы ускорителя много меньше единицы и эффективность регистрации нейтронов детектором  $\varepsilon < 1$ , то число зарегистрированных нейтронов  $N_i$  и выход реакции  $Y_i$  в области энергий ниже порога реакции  $(\gamma, 3n)$  связаны соотношениями

$$N_1 = \varepsilon Y_1 + 2\varepsilon(\varepsilon - 1)Y_2, \quad (8)$$

$$N_2 = Y_2 \cdot \varepsilon^2. \quad (9)$$

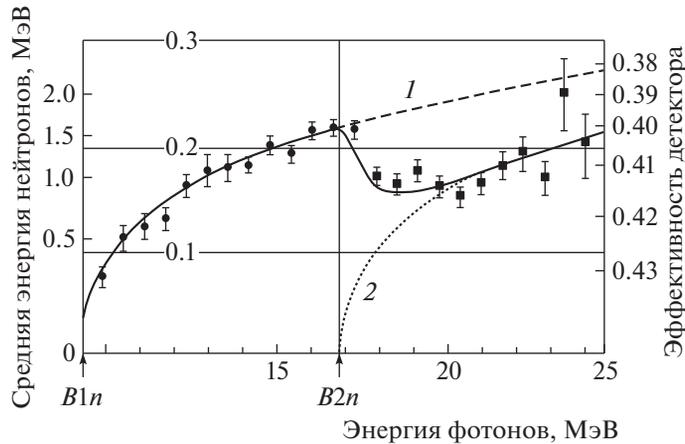


**Рис. 2.** Три этапа получения информации о сечении фотоядерной реакции в эксперименте на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных  $\gamma$ -квантов: *a* — измерение выхода  $Y^+(E^+)$  реакции под действием  $\gamma$ -квантов от аннигиляции и тормозного излучения позитронов; *b* — измерение выхода  $Y^-(E^-)$  реакции под действием  $\gamma$ -квантов от тормозного излучения электронов; *v* — определение сечения реакции как разности  $Y^+(E^+) - Y^-(E^-)$ . Символы — выходы и сечение. Кривые — спектры  $\gamma$ -квантов.

Сечения реакций  $\sigma(\gamma, in)$  рассчитывались на основе соотношения

$$\sigma(\gamma, in) = \frac{Y_i}{I} \frac{\mu}{1 - e^{-\mu t}} \frac{1}{\varepsilon^i N_a}, \quad (10)$$

где  $I$  — число квазимоноэнергетических  $\gamma$ -квантов,  $N_a$  — число атомов исследуемой мишени в  $\text{см}^3$ ,  $\mu(E_\gamma)$  — коэффициент поглощения квазимоноэнергетических  $\gamma$ -квантов в мишени.



**Рис. 3.** Зависимость кольцевых отношений эффективности детектора нейтронов от энергии  $\gamma$ -квантов в эксперименте на ядре  $^{116}\text{Sn}$  [29]. Точки:  $\bullet$  — в области энергий до  $\sim B2n$  (интерполяция — штриховая кривая),  $\blacksquare$  — в области больших энергий (интерполяция — точечная кривая).

В эксперименте определялась зависимость отношения  $N_1/N_2$  от энергии падающих на мишень фотонов. По известной калибровочной кривой “ring-ratio” для данного детектора эта зависимость преобразуется в зависимость средней энергии испускаемых нейтронов от энергии поглощаемых фотонов. После чего, пользуясь калибровочной кривой эффективности детектора, можно определить величину  $\varepsilon$ , входящую в формулы (8)–(10).

На рис. 3 показаны кольцевые отношения (“ring-ratio”) и рассчитанные средние энергии нейтронов, соответствующие различным энергиям возбуждения изотопа  $^{116}\text{Sn}$  [29]. Видно монотонное повышение средней энергии нейтронов до 1.5 МэВ от порога реакции  $(\gamma, 1n)$  до 17 МэВ, что соответствует порогу реакции  $(\gamma, 2n)$ . В районе 17 МэВ наблюдается резкое падение средней энергии нейтронов до 0.8 МэВ. Уменьшение средней энергии нейтронов при  $E_\gamma \approx 17$  МэВ обусловлено открытием канала реакции  $(\gamma, 2n)$  и соответственно уменьшением средней энергии нейтронов, образующихся в реакции  $(\gamma, 2n)$ . Сплошная кривая (“кольцевое отношение”, отражающее спектр нейтронов) проведена по экспериментальным данным

$$N(E_m) = \text{const} \cdot \left( \frac{E_m}{U^2} \right) \exp(2\alpha U)^{1/2}, \quad (11)$$

где  $U$  — энергия возбуждения конечного ядра,  $E_m$  — энергия нейтрона,  $\alpha = 10 \pm 2 \text{ МэВ}^{-1}$  — параметр плотности уровней (одинаковый для реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ ).

Штриховая и точечная кривые представляют кольцевые отношения, определенные отдельно для реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ .

На рис. 4 приведены полученные в экспериментах Ливермора и Сакле сечения разных фотонейтронных реакций. Сравним полученные экспериментальные данные работ [29–31] с результатами расчетов, выполненных на основе комбинированной модели фотоядерных реакций, развитой в работах [32, 33].

### 3. КОМБИНИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Следуя постулату Бора, в комбинированной модели фотонуклонных реакций (КМФР) [32, 33] предполагается, что ядерную реакцию можно приближенно разбить на две независимые стадии: образование составной системы и распад этой системы на продукты реакции. Кроме того, в КМФР предполагается, что в массовой области от значений  $A \sim 40$  до значений  $A$ , отвечающих трансуроновым элементам, можно ограничиться рассмотрением только трех конкурирующих каналов распада составной системы: нейтронного, протонного и фотонного.

До порога рождения пиона фотопоглощение на ядре определяется взаимодействием  $\gamma$ -кванта только с одно- и двухнуклонными ядерными токами. В первом процессе предполагается, что при поглощении  $\gamma$ -кванта возбуждается всего один нуклон. Этот процесс является основным в области низких энергий ( $E_\gamma < 40$  МэВ), где в результате взаимодействия электромагнитного излучения с ядром формируется гигантский дипольный резонанс, представляющий собой когерентную смесь одночастично-однодырочных ( $1p1h$ ) возбуждений. Выше этой области начинает доминировать квазиэлектронный механизм (КДМ) фотопоглощения, при котором возбужденный нуклон обменивается

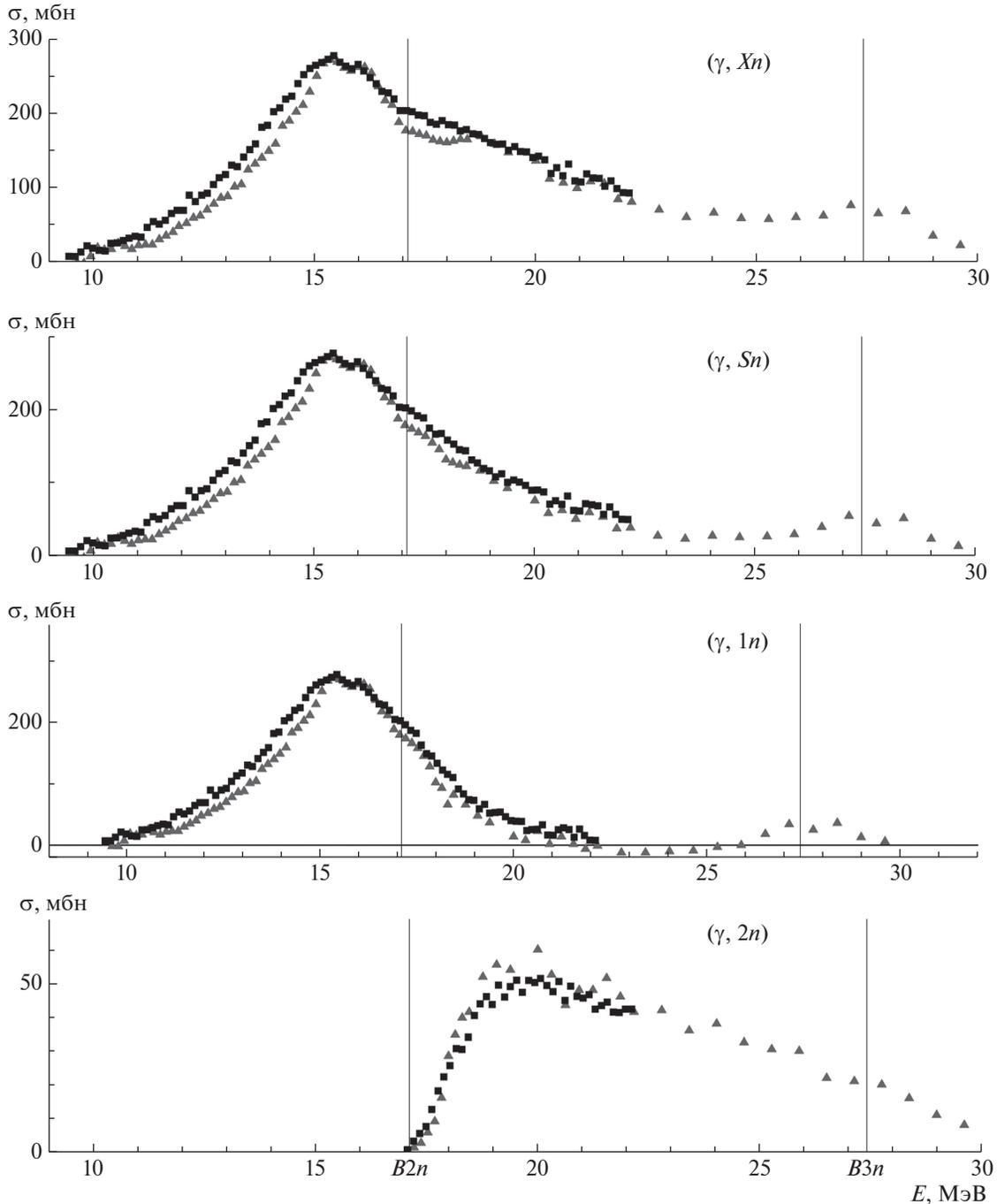


Рис. 4. Экспериментальные сечения фотонейтронных реакций на ядре  $^{116}\text{Sn}$ . Точки: ▲ — Ливермор [29], ■ — Сакле [30].

виртуальным пионом с соседним нуклоном, в результате чего энергия и импульс поглощаемого  $\gamma$ -кванта передаются не одному нуклону, а коррелированной протон-нейтронной паре.

Как следует из эксперимента, в средних и тяжелых ядрах формируется либо один максимум ГДР (в сферических ядрах), либо два (в деформированных ядрах). Это означает, что энергетический

разброс одночастичных дипольных переходов мал по сравнению со смешивающим их остаточным взаимодействием. Поэтому в КМФР для описания гигантских резонансов (ГР) используется полумикроскопическая модель колебаний (ПМК), где основные группы одночастичных переходов считаются вырожденными, и остаточное взаимодействие аппроксимируется мультиполь-мультипольными

силами. В рамках такого подхода рассчитывались энергии и интегральные сечения ГДР, изовекторного гигантского квадрупольного резонанса (ГКР) и обертона ГДР, а также изоспиновое расщепление ГДР. Ширины ГР оценивались по полуэмпирическим формулам.

Как отмечалось выше, при  $E > 40$  МэВ доминирует квазидейтронный механизм фотопоглощения. В КМФР для описания этого процесса используется вариант КДМ, развитый Чедвиком [34], учитывающий влияние блокинг-эффекта Паули на сечения КДМ-поглощения.

При описании следующей за фотопоглощением эмиссии нуклонов в КМФР, как правило, используется комбинация испарительной и предравновесной (конкретно, экситонной [35–38]) моделей фотонуклонных реакций. Эти модели модифицируются таким образом, чтобы можно было учесть изоспиновые эффекты. Без этого невозможно корректно учесть конкуренцию нейтронного и протонного каналов реакции, так как  $T_{>}$ -компонента ГДР распадается преимущественно путем испускания протонов. Для средних и тяжелых ядер это практически сводится к замене в экситонных и равновесных плотностях конечного ядра энергии их возбуждения  $U$  на  $U - \Delta E_T$ , где  $\Delta E_T$  – энергия возбуждения первого уровня конечного ядра с изоспином на единицу больше, чем изоспин основного состояния этого ядра.

Обычно в предравновесных моделях полупрямые фотонуклонные реакции трактуются как вылет нуклона из входного  $1p1h$ -состояния. При этом предполагается, что все  $1p1h$ -конфигурации при данной энергии возбуждения заселяются с равной вероятностью, и влияние орбитального  $l$ - и полного  $j$ -моментов возбужденного нуклона на его вероятность вылета из ядра-мишени не учитывается. Такое игнорирование оболочечной структуры входного состояния приводит к некорректному рассмотрению полупрямого фотоэффекта (вылета возбужденного нуклона непосредственно из входного состояния), что особенно существенно при описании фоторасщепления легких и средних ядер, в которых значительная доля фотонуклонов испускается в результате полупрямых реакций. В КМФР в рамках ПМК учитывается влияние структуры входного состояния на его распадные характеристики, что позволяет существенно улучшить описание полупрямого фотоэффекта. Как показывают расчеты, это особенно важно для ядер, далеких от полосы  $\beta$ -стабильности.

На практике для расчета ядерных реакций широко используется многофункциональный код TALYS. Основным его достоинством является большое число учитываемых реакций. Однако он

не всегда дает правильные результаты при описании фотонуклонных реакций, что обусловлено отсутствием учета трех факторов:

- 1) вклада в сечение фотопоглощения изовекторного гигантского квадрупольного резонанса и обертона ГДР,
- 2) изоспиновых эффектов,
- 3) оболочечной структуры входного дипольного состояния.

На рис. 5 приводятся результаты расчета в КМФР сечений фотонуклонных реакций на ядре  $^{116}\text{Sn}$ .

#### 4. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ В РАМКАХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО- ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА

В связи с проблемами, возникающими при экспериментальном разделении сечений реакций с различной множественностью, необходим подход к оценке сечений парциальных фотонейтронных реакций, максимально свободный от подобных проблем. Такой экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций, в рамках которого определение их вкладов в экспериментальное сечение реакции полного выхода нейтронов осуществляется с помощью переходных функций множественности

$$F_i^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, Xn), \quad (12)$$

рассчитанных в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций [32, 33], был предложен в [39, 40].

Рассчитанные на основе эксперимента переходные функции

$$F_1^{\text{эксп}}(E_\gamma) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n) / \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, Xn), \quad (13)$$

$$F_2^{\text{эксп}}(E_\gamma) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n) / \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, Xn), \quad (14)$$

$$F_3^{\text{эксп}}(E_\gamma) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 3n) / \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, Xn) \dots \quad (15)$$

были впервые введены в качестве объективных физических критериев контроля того, насколько достоверно в эксперименте выполнено разделение нейтронов по множественности. По определению функции  $F_1, F_2, F_3, \dots$  не могут принимать значений, больших соответственно 1.00, 0.50, 0.33, ... Превышение функциями  $F_1, F_2, F_3, \dots$  значений указанных абсолютных пределов означает ошибочность разделения нейтронов по множественности.

Было показано [39–41], что переходные функции множественности  $F_i^{\text{эксп}}(E_\gamma)$ , полученные по экспериментальным данным, представляют собой критерии простого, наглядного и эффективного

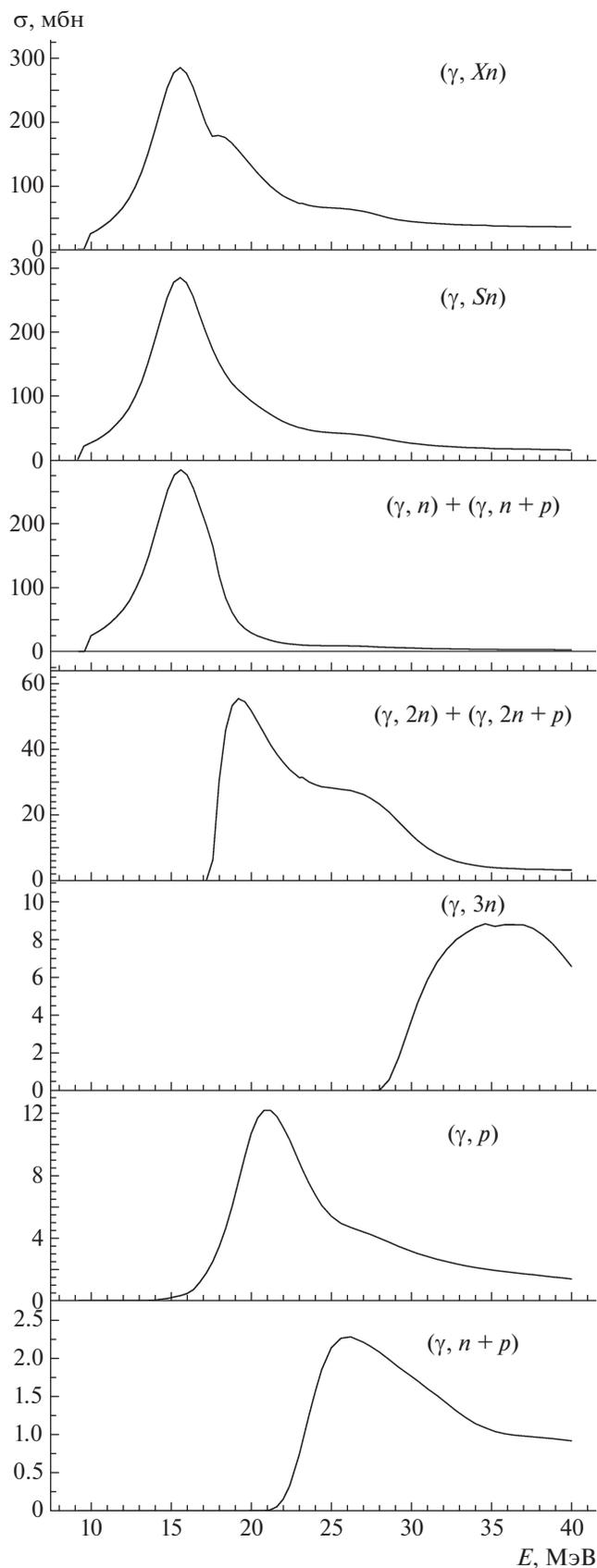


Рис. 5. Сечения различных фотоядерных реакций на ядре  $^{116}\text{Sn}$ , рассчитанные в КМФР.

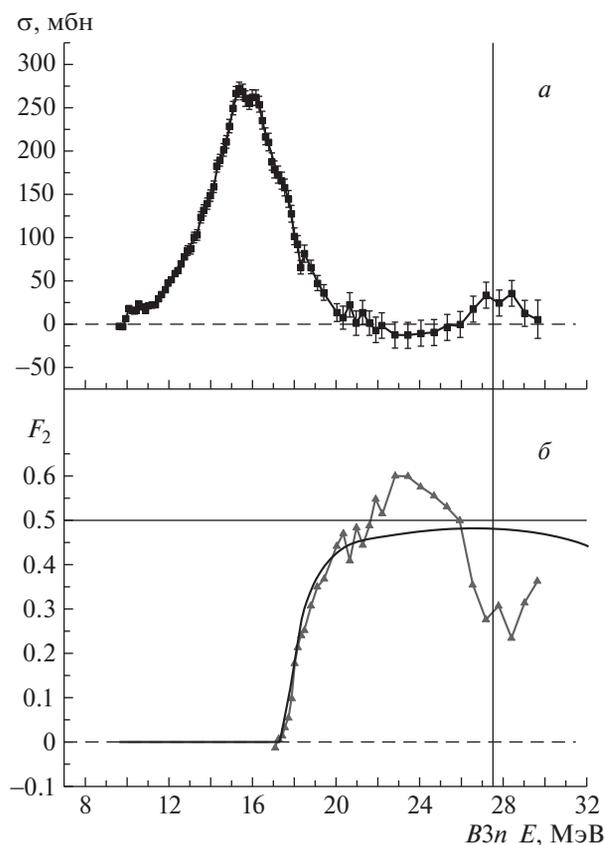


Рис. 6. Энергетические зависимости экспериментального сечения реакции  $^{116}\text{Sn}(\gamma, 1n)$ , полученного в Ливерморе [29] (■) (а), и переходной функции множественности  $F_2^{\text{эксп}}$  (▲) (б). Точки соединены линией для наглядности. Кривая —  $F_2^{\text{теор}}$  [32, 33].

анализа достоверности экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций. Установлено, что для большого числа ядер ( $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{112,114,116-120,122,124}\text{Sn}$ ,  $^{159}\text{Tb}$  и  $^{197}\text{Au}$ ) экспериментальные данные по сечениям реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ , полученные с помощью методов разделения фотонейтронов по множественности, этим критериям не удовлетворяют.

Для указанных ядер в рамках экспериментально-теоретического подхода были оценены сечения парциальных фотонейтронных реакций, соотношения между которыми удовлетворяют описанию комбинированной модели фотоядерных реакций. Было установлено, что оцененные сечения существенно отличаются от экспериментальных, достоверность которых, как было показано, вызывает сомнения.

Для обсуждаемого в настоящей работе ядра  $^{116}\text{Sn}$  описанные эффекты иллюстрируются рис. 6. На рис. 6б видно, что именно в области энергий  $\sim 21-26$  МэВ, в которой сечение реакции  $^{116}\text{Sn}(\gamma, 1n)$  имеет физически недостоверные отрицательные значения, функция  $F_2^{\text{эксп}}$  имеет значения  $>0.50$ , что невозможно по определению. Это

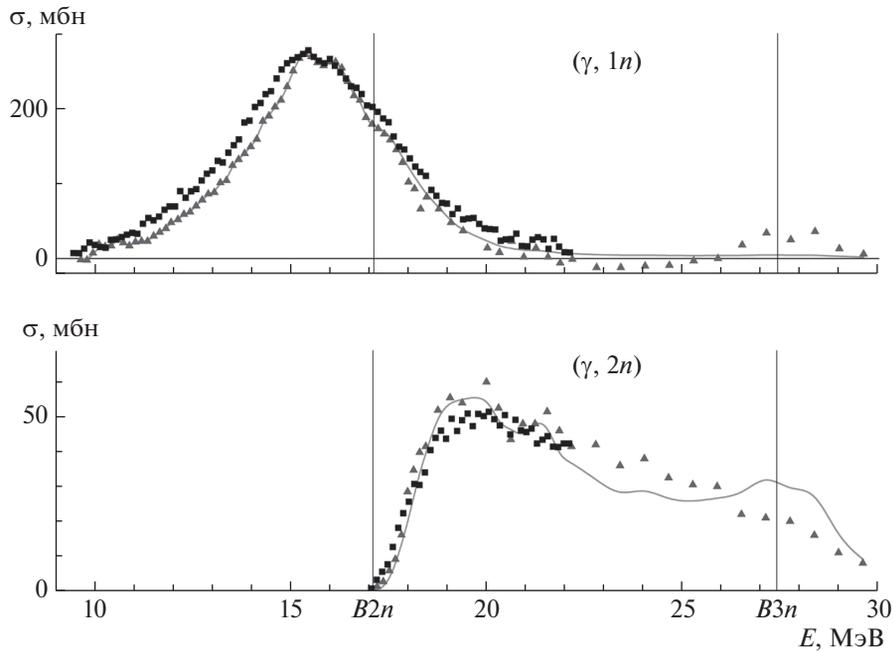


Рис. 7. Сравнение экспериментальных сечений фотонейтронных реакций на ядре  $^{116}\text{Sn}$  (точки:  $\blacktriangle$  — Ливермор [29],  $\blacksquare$  — Сакле [30]) с оцененными (сплошные кривые [41]) данными.

свидетельствует о недостоверности данных о сечении  $\sigma(\gamma, 2n)$  и соответственно данных о сечениях  $\sigma(\gamma, 1n)$ , определенных в этой области энергий.

Сравнение оцененных с использованием критериев достоверности в рамках экспериментально-теоретического метода сечений парциальных реакций ( $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, Xn)F_i^{\text{теор}}(E_\gamma)$ ), а также сечения полной фотонейтронной реакции (4) с соответствующими экспериментальными данными, полученными в Сакле [30] и Ливерморе [29], представлено на рис. 7.

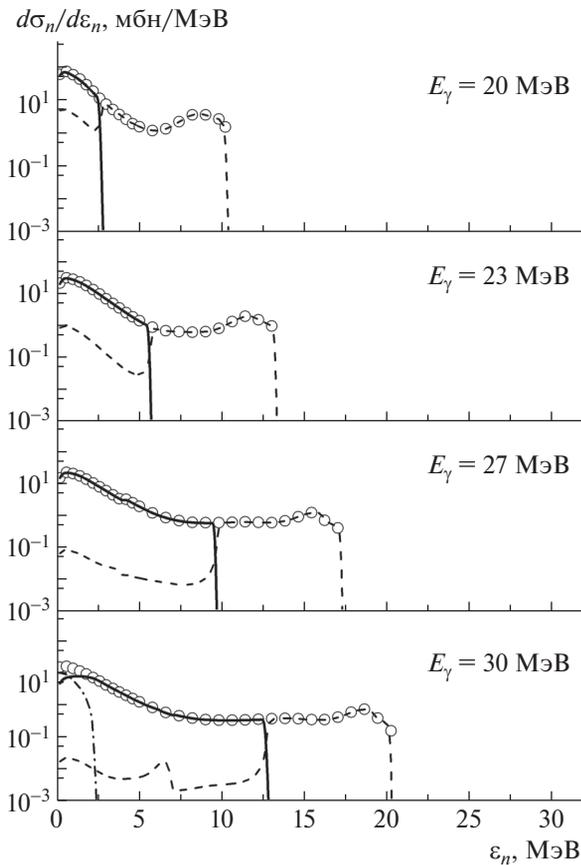
Видно, что оцененное сечение реакции  $(\gamma, 1n)$  в области энергий  $\sim 21\text{--}26$  МэВ в соответствии с критериями достоверности оказывается больше экспериментального и имеет только положительное значение. В то же время оцененное сечение реакции  $(\gamma, 2n)$  в этой области энергий оказывается существенно ( $\sim 20\%$ ) меньше экспериментального, что приводит к значениям отношения  $F_2$ , не превосходящим физически достоверного верхнего предела 0.50.

Для более детального сравнения результатов расчетов с экспериментально измеренными сечениями реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  были рассчитаны спектры нейтронов, образующихся в реакциях  $(\gamma, Sn)$ ,  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  при четырех энергиях моноэнергетических  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma = 20, 23, 27$  и 30 МэВ. На рис. 8 показаны полные спектры нейтронов и спектры нейтронов, образующихся в реакциях  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ . Для реакции  $(\gamma, 2n)$  показаны спектры первого и второго испущенных

нейтронов, для реакции  $(\gamma, 3n)$  — спектры первого, второго и третьего нейтронов.

Общей закономерностью является уменьшение максимальной и средней энергии каждого последующего испущенного нейтрона. Как и следовало ожидать, основное число нейтронов испускается с энергией  $\sim 1\text{--}5$  МэВ. Нейтроны таких энергий достаточно надежно детектируются детектором Ливермора. Однако следует иметь в виду, что в спектрах имеются нейтроны с энергией вплоть до максимальной, зависящей от энергии  $\gamma$ -кванта, вызывающего реакцию, и порога соответствующей реакции. В случае  $E_\gamma = 20$  МэВ максимальная энергия нейтронов составляет  $\sim 10.5$  МэВ, в случае  $E_\gamma = 30$  МэВ максимальная энергия нейтронов доходит до 20.5 МэВ. Эффективность нейтронного детектора Ливермора была измерена только до  $\sim 5$  МэВ [12]. При этом с увеличением энергии нейтронов эффективность нейтронного детектора уменьшается, что может приводить к неточностям в определении сечений фотонейтронных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ .

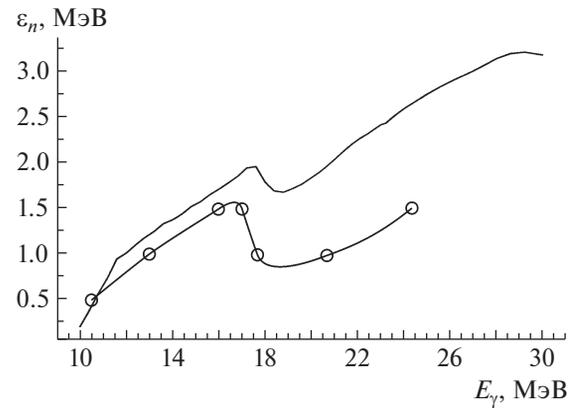
В формулах (8) и (9), по которым вычисляются выходы реакций  $Y(\gamma, 1n)$  и  $Y(\gamma, 2n)$  из данных о числе отсчетов  $N_1$  и  $N_2$  на внешнем и внутреннем кольцах счетчиков, используется полная эффективность детектора  $\varepsilon$  регистрации нейтронов при данной энергии  $E_\gamma$ . При этом игнорируется тот факт, что эффективности регистрации нейтронов на внутреннем и внешнем кольцах ведут себя по-разному при увеличении энергии регистрируемого



**Рис. 8.** Энергетические спектры нейтронов, образующихся при распаде состояний ядра  $^{116}\text{Sn}$  с энергиями возбуждения 20, 23, 27 и 30 МэВ в разных реакциях:  $(\gamma, 1n)$  — штриховая кривая,  $(\gamma, 2n)$  — сплошная,  $(\gamma, 3n)$  — штрихпунктирная,  $(\gamma, Sn)$  — штриховая с кружками.

нейтрона. Если эффективность внутреннего кольца уменьшается, так как быстрые нейтроны не успевают замедлиться к моменту его достижения, то эффективность внешнего кольца, наоборот, растет за счет увеличения числа нейтронов, достигших его. Поэтому следовало использовать разные эффективности для внутреннего и внешнего колец счетчиков. Кроме того, в этих формулах учитывается только возможность перекачки части выхода реакции  $Y(\gamma, 2n)$  с внутреннего на внешнее кольцо, но не учитывается обратный процесс: регистрации части выхода реакции  $Y(\gamma, 1n)$  на внутреннем кольце. Пренебрежение этим эффектом и приводит к провалу участка сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  в отрицательную область (рис. 5, 6).

Средняя энергия регистрируемых нейтронов, оцененная с помощью метода “ring-ratio”, очевидно, меньше средней энергии испускаемых нейтронов, так как в детекторе с большей вероятностью захватываются медленные, а не быстрые нейтроны. Это обстоятельство иллюстрирует рис. 9, на ко-



**Рис. 9.** Сравнение средней энергии нейтронов  $\varepsilon_n$ , определенной в эксперименте [29] на основе кольцевых отношений (кривая с кружками), с результатами расчетов на основе комбинированной модели (сплошная кривая) [32, 33].

тором зависимость от  $E_\gamma$  средней энергии зарегистрированных нейтронов [29] сравнивается с зависимостью средней энергии испущенных нейтронов, рассчитанной в рамках КМФР. Обе зависимости имеют схожую форму, но, как и следовало ожидать, теоретическая кривая проходит значительно выше экспериментальной кривой. Их расхождение особенно велико при больших энергиях  $E_\gamma$ . Это указывает на то, что рассматриваемый метод разделения парциальных реакций различной множественности, в котором фактически учитывается только мягкая часть фотонейтронного спектра, может приводить к значительным ошибкам, особенно при больших энергиях  $E_\gamma$ .

К этому можно добавить, что метод определения зависимости средней энергии испускаемых нейтронов от энергии  $E_\gamma$  с помощью методики “ring-ratio” также вызывает ряд вопросов. В действительности в этом методе определяется зависимость от  $E_\gamma$  не средней энергии испускаемых нейтронов, а среднего отношения заселения колец, что не одно и то же, так как, вообще говоря,  $\bar{f}(E_n) \neq f(\bar{E}_n)$  при фиксированном значении  $E_\gamma$ .

Как в экспериментальных (метод “ring-ratio”), так и теоретических (КМФР) результатах, представленных на рис. 9, наблюдается уменьшение средней энергии нейтронов в области  $E_\gamma = 17$ – $18$  МэВ, связанное с открытием канала реакции  $(\gamma, 2n)$ .

В области энергий выше 18 МэВ средняя энергия нейтронов увеличивается. При сходстве общего поведения кривых расчет дает значительно более жесткий спектр вылетающих нейтронов.

При этом рассчитанный экспериментально спектр нейтронов оказывается существенно более мягким, чем это следует из теоретических расчетов.

Различие между моделью и экспериментом в области энергии  $\sim 23$  МэВ, при которой наблюдается наибольшее превышение переходной функцией множественности  $F_2$  физически допустимого предела 0.50 (рис. 6), составляет  $\sim 1.25$  МэВ. Это означает, что в эксперименте по сравнению с моделью заметно большая часть нейтронов приписывается реакции  $(\gamma, 2n)$ , а не реакции  $(\gamma, 1n)$ . Именно такое различие в средних энергиях нейтронов из реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на изотопе  $^{116}\text{Sn}$  может быть причиной различий обсуждавшихся выше энергетических зависимостей сечений этих реакций.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнивая результаты измерений сечений на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения и на пучках квазиодноэнергетических фотонов, следует иметь в виду, что в обоих типах экспериментов при получении сечений реакции имеет место одна и та же проблема — сразу после максимума сечения (4) полной фотонейтронной реакции  $(\gamma, Sn)$  для извлечения сечения приходится получать результат как разность двух сравнимых чисел, измеренных с большой статистической погрешностью (см. соотношение (7)). Для более надежных измерений парциальных фотонейтронных реакций нужно использовать детекторы, имеющие большую эффективность регистрации нейтронов в диапазоне энергий нейтронов до 15–20 МэВ.

Перспективы исследований парциальных каналов фотоядерных реакций заключаются в следующем.

1. Необходимо развивать методы, позволяющие непосредственно идентифицировать каналы реакции. Такая возможность имеется в экспериментах, в которых регистрируются ядра — продукты реакции по спектрам  $\gamma$ -квантов наведенной активности [42–44].

2. Необходимо развивать методы прямого измерения спектров нейтронов и протонов, образующихся в фотоядерных реакциях.

3. Большие надежды связаны с методом получения моноэнергетических  $\gamma$ -квантов при обратном комптоновском рассеянии лазерных фотонов на ускоренных пучках электронов. Основное преимущество этого метода состоит в том, что в отличие от спектров тормозного излучения и квазиодноэнергетических аннигиляционных  $\gamma$ -квантов в спектрах обратного комптоновского рассеяния сильно подавлена низкоэнергетическая часть спектра. Это, наряду с высоким энергетическим разрешением, позволит существенно повысить точность измерений сечений в области энергий за максимумом гигантского дипольного резонанса.

Работа поддержана Исследовательским контрактом № 20501 Координационного исследовательского проекта № F41032 Международного агентства по атомной энергии. Авторы выражают благодарность Д.В. Лосеву и Н.Н. Пескову за помощь в получении и представлении данных.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **15**, 81 (1945).
2. G. C. Baldwin and G. S. Klaiber, Phys. Rev. **71**, 3 (1947).
3. G. C. Baldwin and G. S. Klaiber, Phys. Rev. **73**, 1156 (1948).
4. M. Goldhaber and E. Teller, Phys. Rev. **74**, 1046 (1948).
5. M. Danos, Ann. Phys. (Leipzig) **10**, 265 (1952).
6. K. Okamoto, Prog. Theor. Phys. **15**, 75 (1956).
7. D. H. Wilkinson, Physica **22**, 1039, 1043, 1058 (1956).
8. J. P. Elliott and B. H. Flowers, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A **242**, 57 (1957).
9. G. E. Brown and M. Bolsterli, Phys. Rev. Lett. **3**, 472 (1959).
10. В. Г. Неудачин, В. Г. Шевченко, Н. П. Юдин, ЖЭТФ **39**, 108 (1960).
11. J. Miller, C. Schuhl, and C. Tzara, Nucl. Phys. **32**, 236 (1962).
12. S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, and N. A. Kerr, Phys. Rev. **127**, 1273 (1962).
13. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, *Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных* (Университетская книга, Москва, 2008).
14. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, *Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами* (Изд-во МГУ, Москва, 1979).
15. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables **38**, 199 (1988).
16. B. L. Berman, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, M. A. Kelly, R. L. Bramblett, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **162**, 1098 (1967).
17. R. A. Alvarez, B. L. Berman, D. D. Faul, F. H. Lewis, Jr., and P. Meyer, Phys. Rev. C **20**, 128 (1979).
18. E. Wolyneq, A. R. V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V. A. Serrão, and M. N. Martins, Phys. Rev. **29**, 1137 (1984).
19. E. Wolyneq and M. N. Martins, Rev. Brasil. Fis. **17**, 56 (1987).
20. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, ВАНИТ. Сер.: Ядерные константы, № 1–2, 48 (2003).
21. В. Г. Соловьев, *Теория сложных ядер* (Наука, Москва, 1971; Pergamon Press, Oxford, 1976).
22. В. И. Исаков, ЯФ **79**, 585 (2016) [Phys. Atom. Nucl. **79**, 811 (2016)].
23. С. П. Камерджиев, Д. А. Войтенков, ЯФ **79**, 609 (2016) [Phys. Atom. Nucl. **79**, 904 (2016)].
24. М. Л. Горелик, Б. А. Тулупов, М. Г. Урин, ЯФ **79**, 615 (2016) [Phys. Atom. Nucl. **79**, 924 (2016)].

25. Г. Г. Адамян, Н. В. Антоненко, А. Н. Безбах, Л. А. Малов, ЯФ **79**, 643 (2016) [Phys. Atom. Nucl. **79**, 951 (2016)].
26. В. В. Балашов, В. М. Чернов, ЖЭТФ **43**, 227 (1962).
27. A. P. Severyukhin, V. V. Voronov, and Nguyen Van Giai, Phys. Rev. C **77**, 024322 (2008).
28. Ю. И. Сорокин, Б. А. Юрьев, Изв. АН СССР. Сер. физ. **39**, 114 (1975).
29. S. C. Fultz, B. L. Berman, J. T. Caldwell, R. L. Bramblett, and M. A. Kelly, Phys. Rev. **186**, 1255 (1969).
30. A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. De Miniac, A. Veyssièrre, and K. Kernbach, Nucl. Phys. A **219**, 39 (1974).
31. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(NDS)-394, IAEA NDS (Vienna, Austria, 1999).
32. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
33. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. Atom. Nucl. **71**, 493 (2008)].
34. M. V. Chadwick, P. Obloinský, P. E. Hodgson, and G. Reffo, Phys. Rev. C **44**, 814 (1991).
35. C. K. Cline and M. Blann, Nucl. Phys. A **172**, 225 (1971).
36. C. K. Cline, Nucl. Phys. A **210**, 590 (1973).
37. E. Gadioli, E. Gadioli Erba, and P. G. Sona, Nucl. Phys. A **217**, 589 (1973).
38. J. Dobes and E. Beták, Nucl. Phys. A **272**, 353 (1976).
39. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, В. А. Четверткова, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 875 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74**, 833 (2010)].
40. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощев, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 884 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74**, 842 (2010)].
41. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **75**, 1414 (2012) [Phys. Atom. Nucl. **75**, 1339 (2012)].
42. S. S. Belyshev, A. N. Ermakov, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. I. Shvedunov, and K. A. Stopani, Nucl. Instrum. Methods A **745**, 133 (2014).
43. С. С. Бельшев, А. А. Кузнецов, К. А. Стопани, В. В. Ханкин, ЯФ **79**, 431 (2016) [Phys. Atom. Nucl. **79**, 641 (2016)].
44. H. Naik, G. Kim, K. Kim, M. Zaman, A. Goswami, M. W. Lee, S.-C. Yang, Y.-O. Lee, S.-G. Shin, and M.-H. Cho, Nucl. Phys. A **948**, 28 (2016).

## THE EVALUATED CROSS SECTIONS OF PHOTONEUTRON REACTIONS ON ISOTOPE $^{116}\text{Sn}$ AND THE SPECTRA OF FORMED NEUTRONS

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

The possible reasons of the well-known disagreements among the results of various photonuclear experiments for isotope  $^{116}\text{Sn}$  were investigated using the results of calculation of partial photoneutron reaction cross sections and spectra of formed neutrons in the Combined Photonuclear Reactions Model (CPNRM). Using the physical data reliability criteria and the experimental–theoretical method for partial photoneutron reaction cross section evaluation it was found that the main reasons of the disagreement under discussion are the unreliable redistributions of noticeable parts of neutrons between the reactions  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ , and  $(\gamma, 3n)$ , forced by complex correlation between the measured energy of neutron and its determined multiplicity.