

## Влияние моделей атомных ядер на оцененные сечения фотонейтронных реакций на изотопе $^{116}\text{Sn}$

В. В. Варламов<sup>1</sup>, Б. С. Ишханов<sup>1,2</sup>, А. А. Кузнецов<sup>1,\*</sup>, В. Н. Орлин<sup>1</sup>, А. А. Просняков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобелевича МГУ имени М. В. Ломоносова  
Россия, 119234, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра общей ядерной физики  
Россия, 119991, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 22.06.2017; Подписана в печать 27.06.2017)

В работе на основе теоретико-экспериментального подхода получены оцененные сечения фотонейтронных реакций на изотопе  $^{116}\text{Sn}$ . Используемые переходные функции множественности рассчитаны на основе расчетов по комбинированной модели фотонуклонных реакций и программе TALYS. Выполнена оценка влияния параметров выбранных моделей на оцененные сечения фотонейтронных реакций.

PACS: 25.20.-x. УДК: 539.172.3.

Ключевые слова: фотоядерные реакции, оцененные сечения, модели атомных ядер.

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из уникальных свойств атомных ядер, проявляющихся при взаимодействии  $\gamma$ -квантов с атомными ядрами, является электрический Гигантский Дипольный Резонанс (ГДР) — широкий максимум в сечении поглощения  $\gamma$ -квантов, расположенный в области энергий 8–30 МэВ. Гигантский дипольный резонанс наблюдается на всех атомных ядрах. Впервые возможность существования таких возбуждений была предсказана в работе А. Б. Мигдала [1] в 1945 г.

Экспериментально ГДР впервые был обнаружен в 1947–1948 гг. в работах Г. Балдвина и Г. Клайбера в реакции фотоделения  $^{238}\text{U}$  [2] и в фотонейтронных реакциях на изотопах  $^{12}\text{C}$  и  $^{63}\text{Cu}$  [3]. Представление о механизме возбуждения и распада ГДР развивалось параллельно с созданием различных моделей атомных ядер и способствовало становлению современных представлений о структуре атомных ядер. Обусловлено это тем, что в описании характеристик ГДР используются такие фундаментальные характеристики атомных ядер как число нейтронов  $N$ , число протонов  $Z$  в ядре, радиус атомного ядра  $R$ , вязкость и поляризуемость ядерной материи.

Одной из первых моделей ГДР была гидродинамическая модель ядра, развитая в работе [4]. Согласно этой модели сечение поглощения  $\gamma$ -квантов описывается соотношением:

$$\sigma = 8\pi \frac{NZ}{A} \frac{m}{M} \frac{\hbar c}{e^2} \frac{1}{\left(\frac{R^2}{\lambda_0^2}\right) - 2} \frac{2mc^2}{\hbar\nu} \left(\frac{e^2}{2mc^2}\right)^2 \sin^2 \phi, \quad (1)$$

где  $m$  — масса нуклона,  $M$  — масса ядра,  $\lambda_0^2$  — максимальная длина волны осцилляций в атомном ядре,

$\phi$  — фазовый угол между внешним электрическим полем и индуцированным этим полем дипольным моментом ядра.

$$\sin^2 \phi = \frac{1}{1 + \frac{\omega^2 - \omega_m^2}{\gamma^2 \omega^2}}, \quad (2)$$

где  $\omega$  — частота внешнего поля, соответствующая энергии  $E$ ,  $\omega_m$  — частота внешнего поля, соответствующая энергии максимума ГДР,  $\gamma$  — вязкость ядерной материи.

Сечение ГДР в сферических ядрах аппроксимируется кривой Лоренца:

$$\sigma = \frac{\sigma_m}{1 + \frac{(E^2 - E_m^2)^2}{\Gamma^2 E^2}}, \quad (3)$$

где  $E$  — энергия возбуждения ядра,  $E_m$  — энергия максимума ГДР,  $\sigma_m$  — сечение в максимуме ГДР,  $\Gamma = \hbar\nu$  — ширина ГДР.

Энергия максимума резонанса  $E_m$ , полное сечение взаимодействия фотонов с ядром в области энергий ГДР, зависит от числа нейтронов  $N$ , числа протонов  $Z$ , числа нуклонов в ядре  $A = N + Z$  и достаточно хорошо описывается соотношениями:

$$E_m = \hbar\omega_m \approx 78A^{-1/3}, \quad (4)$$

$$\int_{\text{ГДР}} \sigma dE = 60 \frac{NZ}{A} \text{МэВ} \cdot \text{мб}. \quad (5)$$

Согласно коллективной модели ядра ГДР представляет собой синхронное противофазное колебание протонов и нейтронов под действием электромагнитного поля  $\gamma$ -кванта. В коллективной модели ядра является очевидным проявление двух мод ядерных колебаний вдоль большой  $b$  и малой  $a$  осей ядерного эллипсоида

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

деформированного ядра [5, 6]. Такое расщепление гигантского резонанса было обнаружено, и получена зависимость величины расщепления энергии ГДР  $\Delta E_m$  от параметра деформации ядра  $\beta$ :

$$E_a = 75 \frac{Z_0}{a} \text{ МэВ}, E_b = 75 \frac{Z_0}{b} \text{ МэВ}, \quad (6)$$

$$\Delta E_m = E_a - E_b \approx 75 A^{-1/3} \beta \text{ МэВ}, \quad (7)$$

$$\beta = \frac{b - a}{R} = \frac{b - a}{1.2 A^{-1/3}}. \quad (8)$$

Следующий шаг в описании атомного ядра и ГДР был сделан с развитием модели ядерных оболочек. В модели оболочек считается, что протон и нейтрон в основном состоянии ядра, в соответствии с принципом Паули, заполняют низшие по энергии состояния модели оболочек. Дипольные возбуждения соответствуют переходу нуклона в следующую вакантную оболочку. Впервые такие расчеты были сделаны для ядра  $^{63}\text{Cu}$  [7]. Однако положение резонанса оказалось  $\approx 6\text{--}8$  МэВ, т. е. примерно в два раза меньше экспериментально измеренного значения ( $E_m = 16\text{--}20$  МэВ). Соответствующее экспериментальное положение максимума ГДР было получено в многочастичной модели оболочек при учёте «остаточного» взаимодействия между нуклонами. В результате «остаточного» взаимодействия формируется когерентное состояние, вбирающее в себя всю сумму одночастичных дипольных переходов и сдвигающееся в нужную область энергии [8–10].

Параллельно с развитием теоретических представлений о природе ГДР совершенствовались экспериментальные методы исследования ГДР. Первые эксперименты по исследованию характеристик ГДР были выполнены на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения. Использовали ускоренный пучок электронов с энергией  $E_{\text{max}}$ , который падал на мишень с большим  $Z$ , что приводило к образованию непрерывного спектра  $\gamma$ -квантов с энергией вплоть до энергии  $E_{\text{max}}$  (рис. 1).

Обычно ГДР исследуют, изучая продукты реакций, образующиеся при распаде ГДР. Как правило, ГДР распадется с испусканием протонов и нейтронов. Из-за подавления вылета протонов из ядра кулоновским барьером, средние и тяжёлые ядра  $A > 50$  распадаются преимущественно с испусканием нейтронов.

Изменяя верхнюю границу тормозного спектра, получают информацию о выходе различных продуктов фотоядерных реакций  $Y(E_{\text{max}})$ . Сечение реакции  $\sigma(E_\gamma)$  извлекается решением интегрального уравнения (9):

$$Y(E_{\text{max}}) = \int_0^{E_{\text{max}}} W(E_\gamma, E_{\text{max}}) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (9)$$

где  $W(E_\gamma, E_{\text{max}})$  — тормозной спектр  $\gamma$ -квантов с верхней границей  $E_{\text{max}}$ .

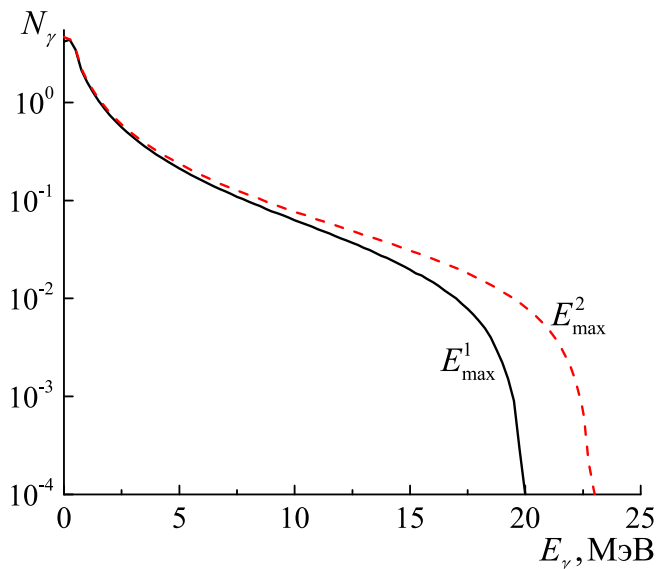


Рис. 1: Спектры тормозных  $\gamma$ -квантов с разной верхней границей  $E_{\text{max}}^1$  и  $E_{\text{max}}^2$

Решение интегрального уравнения (9) в случае тормозного спектра  $W(E_\gamma, E_{\text{max}})$  сопряжено с определенными проблемами и, несмотря на развитие различных устойчивых методов решения, приводили к большим ошибкам в определении сечения реакции  $\sigma(E_\gamma)$ , особенно в области за максимумом ГДР.

Следующий важный шаг в фотоядерных экспериментах был связан с созданием пучков квазиодноэнергетических  $\gamma$ -квантов. Этот метод впервые был предложен в работе [11]. В основе метода — аннигиляция в мишени из легкого вещества ускоренных позитронов. При двухфотонной аннигиляции позитрона (этот канал аннигиляции является доминирующим) с энергией  $E^+$  образуется два  $\gamma$ -кванта.  $\gamma$ -квант, летящий под углом  $0^\circ$ , уносит практически всю энергию позитрона  $E^+$ .

$$E_\gamma(0) = E^+ + \frac{m_e c^2}{2}, \quad (10)$$

где  $m_e c^2$  — энергия покоя позитрона.

Спектр  $\gamma$ -квантов, образующихся на аннигиляционной мишени быстрых позитронов, наряду с аннигиляционным пиком содержат тормозное излучение, образующееся при торможении позитронов в аннигиляционной мишени (рис. 2). Более подробное описание методики получения квазиодноэнергетических  $\gamma$ -квантов дано в работах [12–14].

Измерения сечений на пучках квазиодноэнергетических  $\gamma$ -квантов проводятся в 3 этапа:

1. Измеряется выход фотоядерной реакции под действием пучка позитронов с энергией  $E^+$ .
2. Для того, чтобы учесть фотоядерные реакции под действием тормозной части спектра, измеряют

выход фотоядерной реакции под действием пучка электронов  $E^-$ , имеющих ту же энергию, что и пучок позитронов  $E^- = E^+$  и то же число электронов, падающих на аннигиляционную мишень, что и в пучке позитронов  $N^+(E^+) = N^-(E^-)$ .

3. Сечение реакции  $\sigma(E_\gamma)$  определяется из соотношения:

$$\sigma(E_\gamma(0)) = \frac{N^+(E_\gamma^+) - N^-(E_\gamma^-)}{\varepsilon I \alpha}, \quad (11)$$

где  $N^-(E_\gamma^-)$ ,  $N^+(E_\gamma^+)$  — число случаев фотоядерной реакции, зарегистрированных с электронным и позитронным пучками;  $\varepsilon$  — эффективность регистрации продуктов фотоядерной реакции;  $\alpha$  — количество ядер в  $1 \text{ см}^3$  исследуемой мишени;  $I$  — число аннигиляционных  $\gamma$ -квантов, падающих на исследуемую мишень.

Методика измерения сечений реакций под действием аннигиляционных  $\gamma$ -квантов показана на рис. 2.

### 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ МЕТОДОМ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ $\gamma$ -КВАНТОВ

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

Таблица I: 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

Сечение фотонейтронных реакций на изотопе  $^{116}\text{Sn}$  было измерено на пучках квазимонохроматических фотонов в Ливерморе [15] и Саклэ [16] и на пучке тормозного излучения [17–19]. Измеренные в этих работах сечения реакций  $\sigma(\gamma, Xn)$  на изотопе  $^{116}\text{Sn}$  приведены на рис. 3. В табл. 2 приведены сечения фотонейтронных реакций, полученные в этих экспериментах.

Сравнивая результаты, полученные в этих экспериментах, можно отметить хорошее согласие в положении максимума ГДР, величине сечений в максимуме сечений. Некоторый сдвиг  $\approx 0.5 \text{ МэВ}$  в нарастающей части сечения ГДР  $E_\gamma = 10 - 15 \text{ МэВ}$  обусловлен различием в энергетической калибровке экспериментов. Результаты начинают заметно различаться в области энергий  $E_\gamma > 17 \text{ МэВ}$ , сразу за порогом реакции  $(\gamma, 2n)$ . Особенно сильно различаются результаты, полученные в эксперименте на тормозных фотонах [17]. Измеренные в этих работах сечения реакций  $\sigma(\gamma, Xn)$  на изотопе  $^{116}\text{Sn}$  приведены на рис. 3. В табл. 2 приведены сечения фотонейтронных реакций, полученные в этих экспериментах. Это различие связано с тем, что

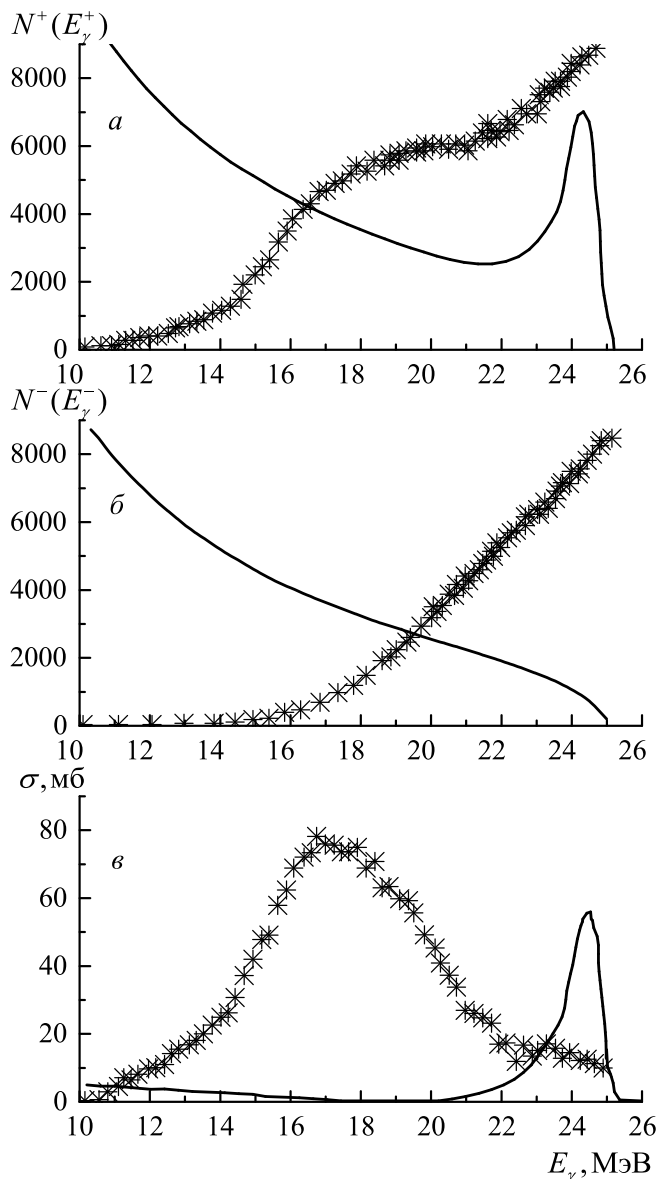


Рис. 2: Три этапа получения информации о сечении фотоядерной реакции в экспериментах на пучке квазимонохроматических аннигиляционных  $\gamma$ -квантов: а — измерение числа событий  $N^+(E_\gamma^+)$  реакции (кресты) под действием  $\gamma$ -квантов (спектр  $\gamma$ -квантов — линия) от аннигиляции и тормозного излучения позитронов; б — измерение числа событий  $N^-(E_\gamma^-)$  реакции (кресты) под действием  $\gamma$ -квантов (спектр  $\gamma$ -квантов — линия) от тормозного излучения электронов; в — определение сечения реакции (кресты) как разности  $\frac{N^+(E_\gamma^+) - N^-(E_\gamma^-)}{\varepsilon n \alpha}$ .

сечение реакции извлекается в результате анализа разности больших значений выходов реакций, измеренных с небольшой статистической точностью.

Данные квазимонохроматических экспериментов согласуются гораздо лучше. В Ливерморе наблюдалось расщепление максимума ГДР (см. табл. 2), обуслов-

Таблица II: Характеристики сечений фотонейтронных реакций на изотопе  $^{116}\text{Sn}$ :  $E_m$  — положение максимума сечения,  $\sigma_m$  — сечение в максимуме,  $\Gamma$  — ширина сечения,  $E_{\gamma\text{max}}$  — верхняя граница энергии облучения,  $\sigma_{\text{int}}$  — интегральное сечение

Реакция	$E_m$ , мб	$\sigma_m$ , мб	$\Gamma$ , мб	$E_{\gamma\text{max}}$ , МэВ	$\sigma_{\text{int}}$ , МэВмб	Ссылка
$(\gamma, Xn)$	15.6	260.0	9.0	27.00	2400	[15]
$(\gamma, Xn)$	15.44	277.3	7.5	22.10	1823	[16]
$(\gamma, Xn)$	15.362	272.0	6.0	29.60	2083	[17]
	18.769	168.9				
	27.131	76.0				
$(\gamma, Sn)$	15.6	260.0	6.0	27.00	2850	[15]
$(\gamma, Sn)$	15.44	277.3	7.5	29.50	1630	[16]
$(\gamma, Sn)$	15.982	262.0	4.0	29.60	1669	[17]
	27.131	55.0				
$(\gamma, 1n)$	15.44	277.3	7.5	22.10	1437	[15]
$(\gamma, 1n)$	15.362	272.0	3.5	29.60	1255	[16]
	28.37	36.0				
$(\gamma, 2n)$	20.07	51.4	>7.0	22.10	193	[15]
$(\gamma, 2n)$	20.008	60.0	7.5	29.60	414	[16]

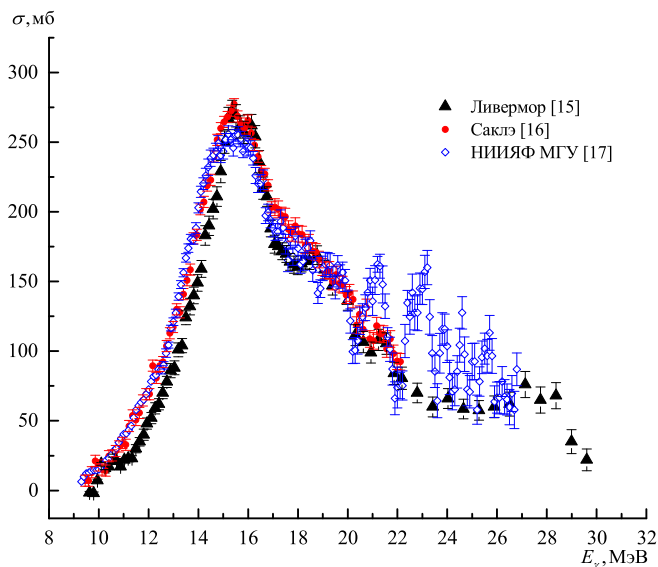


Рис. 3: Сечения реакции  $^{116}\text{Sn}(\gamma, Xn)$  измеренные в работах [15–17]

ленное деформацией ядра  $^{116}\text{Sn}$ . Величина параметра деформации  $\beta = 0.113$ . В дальнейшем мы обсудим результаты квазимонохроматического эксперимента, выполненного в Ливерморе.

В эксперименте, выполненном в Ливерморе [15], нейтроны детектировались после замедления в парафиновом кубе в размер ребра 61 см. На оси детектора имелся канал, в который помещалась мишень из исследуемого вещества. 48 борных счётчиков, содержащих обогащённый фторид бора, располагались на 4-х концентрических окружностях ( $R = 6.35, 10.80, 14.61$

и 17.78 см) по 12 счётчиков на каждой окружности. Сигналы от каждого кольца счётчиков регистрировались независимо. Нейтроны детектировались между импульсами  $\gamma$ -излучения в течение 300 мкс. Абсолютная калибровка интенсивности потока  $\gamma$ -излучения проводилась с помощью сцинтилляционного детектора NaI(Tl). Так как число нейтронов, регистрируемых в каждом кольце, зависело от расстояния, пройденного нейтроном в парафиновом замедлителе, и от его энергии, можно, измеряя число нейтронов, зарегистрированных в каждом кольце, получить информацию об их энергии. Эффективность регистрации нейтронов была измерена в области энергий от  $\approx 0.1$  МэВ до  $\approx 4.5$  МэВ и получена зависимость эффективности регистрации нейтронов от их энергии. Эффективность регистрации нейтронов детектором при увеличении энергии фотонов от 10 МэВ до 24 МэВ уменьшалась с 43% до 38% (рис. 4)

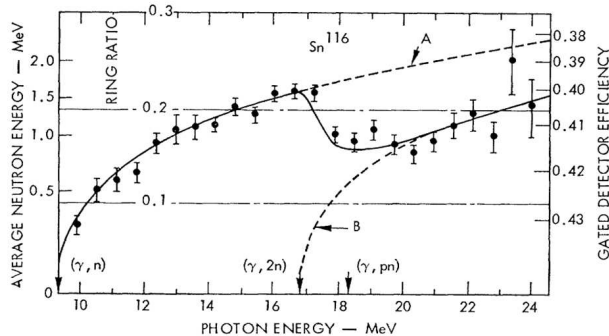


Рис. 4: Зависимость кольцевых отношений эффективности детектора нейтронов от энергии  $\gamma$ -квантов в эксперименте на ядре  $^{116}\text{Sn}$ . Рисунок взят из работы [15]

Разделение выходов реакций  $Y_i(\gamma, in)$  различной множественности происходило по результатам счёта 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:

$$N_1 = \varepsilon Y_1 + 2\varepsilon(\varepsilon - 1)Y_2, \quad (12)$$

$$N_2 = Y_2\varepsilon^2. \quad (13)$$

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

$$\sigma(\gamma, in) = \frac{Y_i}{I} \frac{\mu}{1 - e^{-\mu i}} \frac{1}{\varepsilon^i N_a}, \quad (14)$$

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

На рис. 4 показаны кольцевые отношения («ring-ratio») и рассчитанные средние энергии нейтронов, соответствующие различным энергиям возбуждения изотопа  $^{116}\text{Sn}$ . На рис. 4 видно монотонное повышение средней энергии нейтронов до 1.5 МэВ от порога реакции  $(\gamma, n)$  до 17 МэВ, которая соответствует порогу реакции  $(\gamma, 2n)$ . В районе 17 МэВ наблюдается падение средней энергии нейтронов до 0.8 МэВ, что обусловлено открытием канала реакции  $(\gamma, 2n)$  и, соответственно, уменьшением средней энергии нейтронов, образующихся в реакции  $(\gamma, 2n)$ . Сплошная кривая проведена по экспериментальным данным. Пунктирные кривые А и В описывают среднюю энергию нейтронов реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , которая рассчитывалась на основе соотношения:

$$N(E_n) = \text{const} \left( \frac{E_n}{U^2} \right) e^{\sqrt{2aU}}, \quad (15)$$

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

На пучках квазимонохроматических  $\gamma$ -квантов было получено большое количество экспериментальных данных на различных изотопах [20]. Эти результаты вошли в многочисленные атласы и компиляции ядерных данных. Однако по мере накопления экспериментальных результатов выяснялось, что они не согласуются между собой [21].

Распад ГДР в случае средних и тяжелых ядер происходит преимущественно с образованием нейтронов

и протонов в конечном состоянии. Полное сечение поглощения  $\gamma$ -квантов с образованием нейтронов в области энергий до 30 МэВ можно записать в виде:

$$\sigma(\gamma, Sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 3n) \quad (16)$$

На практике обычно измеряется сечение полного выхода реакции:

$$\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + 3\sigma(\gamma, 3n) \quad (17)$$

Измеренные парциальные сечения реакции  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$ ,  $\sigma(\gamma, 3n)$  с квазимонохроматическими  $\gamma$ -квантами в Саклэ и Ливерморе часто выходили за пределы заявленной точности.

В работах [22–24] было показано, что различие в сечениях реакций  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$ ,  $\sigma(\gamma, 3n)$  обусловлено неточностью идентификации нейтронов, образующихся в этих реакциях. Часть нейтронов, которая идентифицировалась как реакция  $(\gamma, 1n)$  образовывалась в реакции  $(\gamma, 2n)$  и наоборот. Аналогичная ситуация имела место и при идентификации канала реакции  $(\gamma, 3n)$ .

Впервые в работах [25, 26] в качестве объективных критериев контроля того, насколько надежно в экспериментах выполнено разделение нейтронов по множественности, были введены рассчитанные на основе экспериментальных данных переходные  $F_i^{\text{эксп}}(E_\gamma)$ -функции:

$$\begin{aligned} F_1^{\text{эксп}}(E_\gamma) &= \frac{\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 1n)}{\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, Xn)}, \\ F_2^{\text{эксп}}(E_\gamma) &= \frac{\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 2n)}{\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, Xn)}, \\ F_3^{\text{эксп}}(E_\gamma) &= \frac{\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, 3n)}{\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, Xn)}. \end{aligned} \quad (18)$$

$F_i^{\text{эксп}}(E_\gamma)$ -функции должны удовлетворять определенным физическим критериям. Величины  $F_i$ -функции должны иметь положительные значения. По определенную функцию  $F_1, F_2, F_3, \dots$  не могут принимать значений, больших соответственно 1.0, 0.5, 0.33, .... Превышение функциями  $F_1, F_2, F_3, \dots$  значений указанных абсолютных пределов означает ошибочность разделения нейтронов по множественности.

При анализе парциальных каналов фотоядерных реакций было показано, что переходные функции множественности  $F_i^{\text{эксп}}$ , полученные по экспериментальным данным представляют собой критерии простого, наглядного и эффективного анализа достоверности экспериментальных данных по сечениям парциальных реакций [25–27].

Для обсуждаемого в настоящей работе ядра  $^{116}\text{Sn}$  описанные эффекты иллюстрируются на рис. 5. Из рис.5б) видно, что именно в области энергий  $\approx 21$ –26 МэВ, в которой сечение реакции  $^{116}\text{Sn}(\gamma, 1n)$  имеет физически недостоверные отрицательные значения, функция  $F_2^{\text{эксп}}$  имеет значения  $> 0.5$ , что недопустимо

по определению. Это свидетельствует о недостоверности данных о сечении  $\sigma(\gamma, 2n)$  и, соответственно, данных о сечениях  $\sigma(\gamma, 1n)$ , определенных в этой области энергий. Сечение реакции  $\sigma(\gamma, 2n)$  в этой области энергий оказывается на  $\approx 20\%$  больше оцененного на основе функции  $F_2$ .

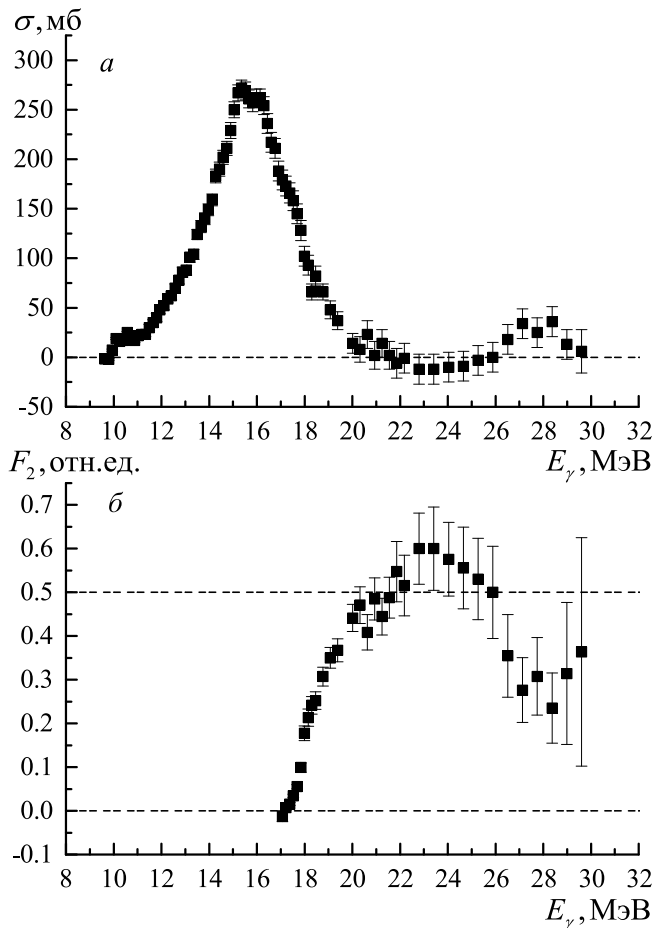


Рис. 5: Энергетические зависимости экспериментального сечения реакции  $^{116}\text{Sn}(\gamma, 1n)$ , полученного в Ливерморе [15] — а, и переходные функции множественности  $F_2^{\text{эксп.}}$  — б)

Для решения этой проблемы разделения каналов фотоядерной реакции по множественности был предложен экспериментально-теоретический метод оценки сечений фотоядерных реакций. За основу анализа в этом методе принимается экспериментально измеренное сечение выхода реакции  $\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, np) + 3\sigma(\gamma, 3n)$ . Разделение отдельных каналов реакции проводится на основе теоретических моделей описания ГДР.

Оцененные сечения реакций различной множественности рассчитываются на основе соотношения:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, Xn)F_i^{\text{теор}}, \quad (19)$$

$$F_i^{\text{теор}}(E_\gamma) = \frac{\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in)}{\sigma^{\text{теор}}(\gamma, Xn)}.$$

В работе [25] разделение каналов реакции проводилось на основе комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФР) [28]. Для того, чтобы оценить влияние теоретических моделей на оцененные сечения фотоядерных реакций в настоящей работе разделение фотонейтронных реакций на ядре  $^{116}\text{Sn}$  проводилось на основе КМФР [28] и расчетов по программе TALYS [29] со стандартными настройками параметров.

## 2. КОМБИНИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ ФОТОНУКЛОННЫХ РЕАКЦИЙ

В комбинированной модели фотонуклонных реакций (КМФР) предполагается, что ядерную реакцию можно приближенно разбить на две независимые стадии: образование составной системы и распад этой системы на продукты реакции [28, 30]. Кроме того, в КМФР предполагается, что в массовой области от значений  $A \approx 40$  до значений  $A$ , отвечающих трансурановым 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 однонуклонными и двухнуклонными ядерными токами. В первом процессе предполагается, что при поглощении  $\gamma$ -кванта возбуждается один нуклон. Процесс является основным в области низких энергий ( $E_\gamma < 40\text{МэВ}$ ), где в результате взаимодействия электромагнитного излучения с ядром формируется ГДР, представляющий из себя когерентную смесь одночастично-однодырочных ( $1p1h$ ) возбуждений. Выше этой области начинает доминировать квазидейтронный механизм фотопоглощения [31].

При описании следующей за фотопоглощением эмиссии нуклонов в КМФР, как обычно, используется комбинация испарительной и предравновесной экситонной [32–35] моделей фотонуклонных реакций. При этом 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 [36, 37].

## 3. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ В ПРОГРАММЕ TALYS

Для теоретических расчетов сечений фотоядерных реакций на изотопах олова использовалась программа TALYS [29]. В TALYS полное сечение фотопоглощения рассчитывается на основе параметров из экспериментальной базы оцененных данных RIPL-2 [38]. При отсутствии экспериментальных данных сечение фотопоглощения описывается в форме лоренциана, параметры которого подбираются на основе глобальной систематики по известным данным. В частности, для изото-

пов олова параметры сечения в базе данных RIPL-2 рассчитаны на основе обсуждаемых сечений, полученных в Сакле [16]. В расчеты может быть включен квазидейтронный механизм поглощения  $\gamma$ -квантов. Также существует возможность расчета сечения фотопоглощения с помощью микроскопических подходов для расчета силовых функций  $\gamma$ -квантов. При расчете парциальных сечений фотоядерных реакций применяется комбинация испарительного механизма Хаузера-Фешбаха [39] и экситонного предравновесного механизма распада составного ядра с вылетом нуклонов и гамма-квантов [40]. С помощью TALYS можно учесть вклады предравновесных и прямых каналов реакций, рассчитывать сечения с вылетом нескольких нуклонов, учитывать деформацию ядер. Программа TALYS позволяет гибко настраивать параметры моделирования, мы в своих расчетах в качестве полного сечения фотопоглощения выбрали параметры, полученные в Ливерморе [15].

Различие двух подходов к теоретическому расчету сечений фотоядерных реакций в основном проявляется в том, что в КМФР, в отличие от TALYS, учитываются следующие факторы [41, 42]:

1. Изоспиновое расщепление ГДР, которое приводит к преимущественному вылету протонов при распаде компоненты  $T > \text{ГДР}$ .
2. Вклады изовекторного гигантского квадрупольного резонанса и обертона ГДР в сечение фотопоглощения.
3. Оболочечная структура входного дипольного состояния.

На рис. 6 приведены парциальные сечения реакций  $(\gamma, Xn)$ ,  $(\gamma, Sn)$ ,  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ ,  $(\gamma, 1p)$ ,  $(\gamma, 1n1p)$  на изотопе  $^{116}\text{Sn}$ , рассчитанные в комбинированной модели. В области энергий ГДР основными каналами распада ГДР являются каналы  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ . В области энергий до 40 МэВ интегральные сечения реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  составляют, соответственно, 1500 МэВмб и 440 МэВмб. Интегральные сечения всех остальных каналов в сумме не превышают 10 % полного сечения поглощения  $(\gamma, Sn)$ .

На рис. 7 сравниваются результаты расчета реакции  $^{116}\text{Sn}$  с экспериментальными данными Ливермора.

#### 4. ОЦЕНЕННЫЕ СЕЧЕНИЯ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА ИЗОТОПЕ $^{116}\text{Sn}$

На основе теоретически рассчитанных сечений  $(\gamma, Xn)$ ,  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  были получены функции  $F_1^{\text{теор}}$ ,  $F_2^{\text{теор}}$ ,  $F_3^{\text{теор}}$  в двух моделях: КМФР и TALYS. Эти результаты приведены на рис. 8. Также на рисунке приведены функции  $F_1$  и  $F_2$ , рассчитанные на основе экспериментальных данных Ливермора [15]. На основе теоретически рассчитанных значений  $F_i^{\text{теор}}$

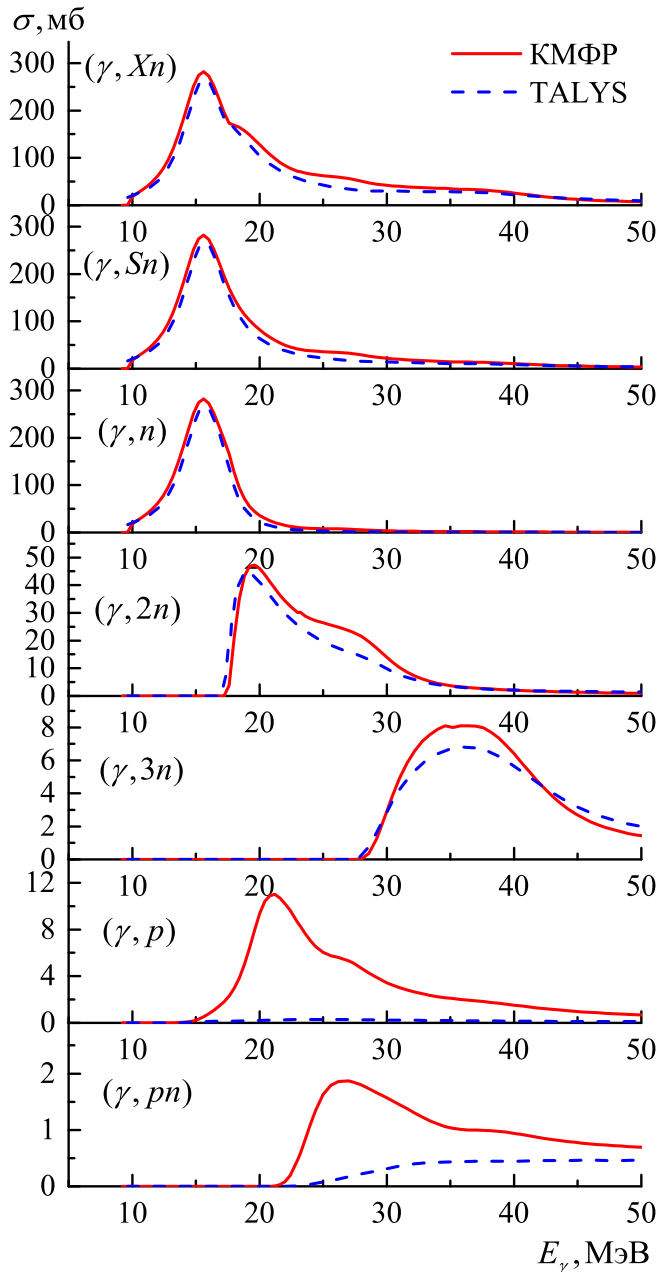


Рис. 6: Сечения различных фотоядерных реакций на ядре  $^{116}\text{Sn}$ , рассчитанные по модели КМФР и программе TALYS

были рассчитаны (соотношение (19)) оцененные сечения реакций  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$  и  $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, 2n)$ , которые приведены на рис. 9.

Как видно из рис. 9 в оцененном сечении реакции  $(\gamma, 1n)$  отсутствуют недопустимые по определению отрицательные значения сечения в области энергий 20–26 МэВ.  $(\gamma, 2n)$  в области энергий 20–26 МэВ по сравнению с экспериментом на 20–30 %. Этот результат указывает на то, что часть нейтронов образующихся в реакции  $(\gamma, 1n)$  была ошибочно идентифицирована как образующаяся в реакции  $(\gamma, 2n)$ . Для оценки того,

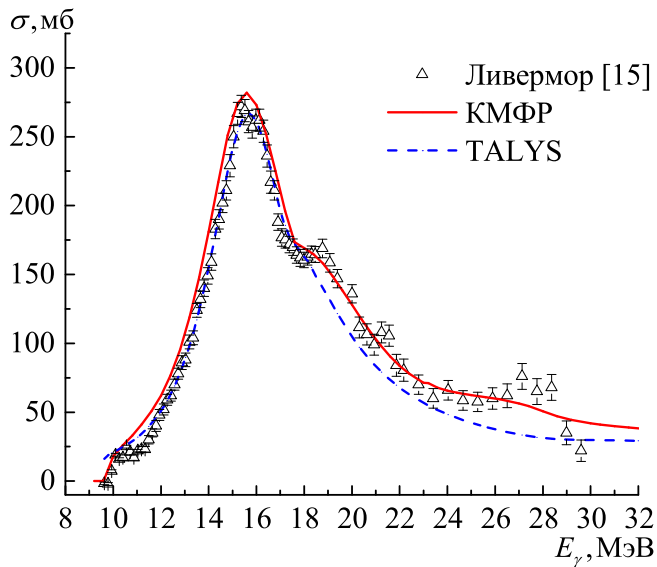


Рис. 7: Результаты расчета реакции  $^{116}\text{Sn}(\gamma, Xn)$  по модели КМФР и TALYS с экспериментальными данными Ливермора [15]

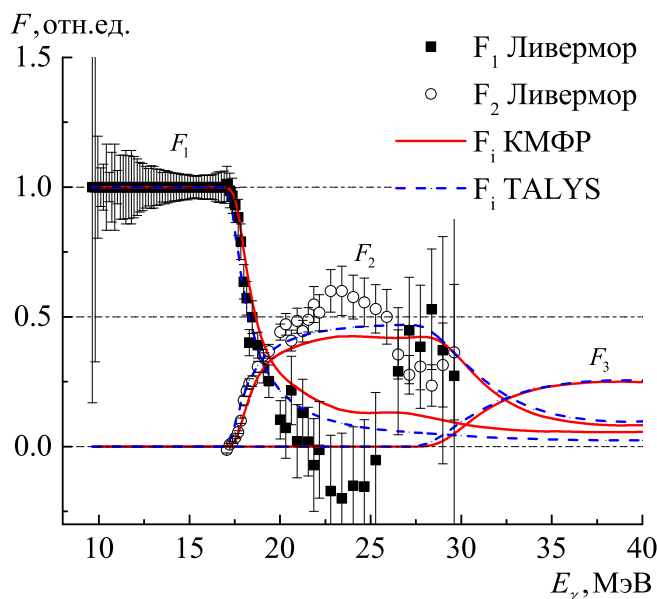


Рис. 8: Функции  $F_1$ ,  $F_2$ ,  $F_3$  рассчитанные по модели КМФР и TALYS, функции  $F_1$  и  $F_2$ , рассчитанные на основе экспериментальных данных Ливермора [15]

какие поправки в оцененные сечения реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  вносят теоретические модели были рассчитаны отношения сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  в моделях КМФР и TALYS. Полученные результаты на рис. 10. В области максимума гигантского резонанса  $E_\gamma \approx 14-18$  МэВ различие в величине сечения реакции  $(\gamma, 1n)$  по моделям КМФР и TALYS не превышает  $\sim 10-15\%$ . Разница в описании сечения реакции  $(\gamma, 2n)$  в области энергий 20–26 МэВ, в которой на-

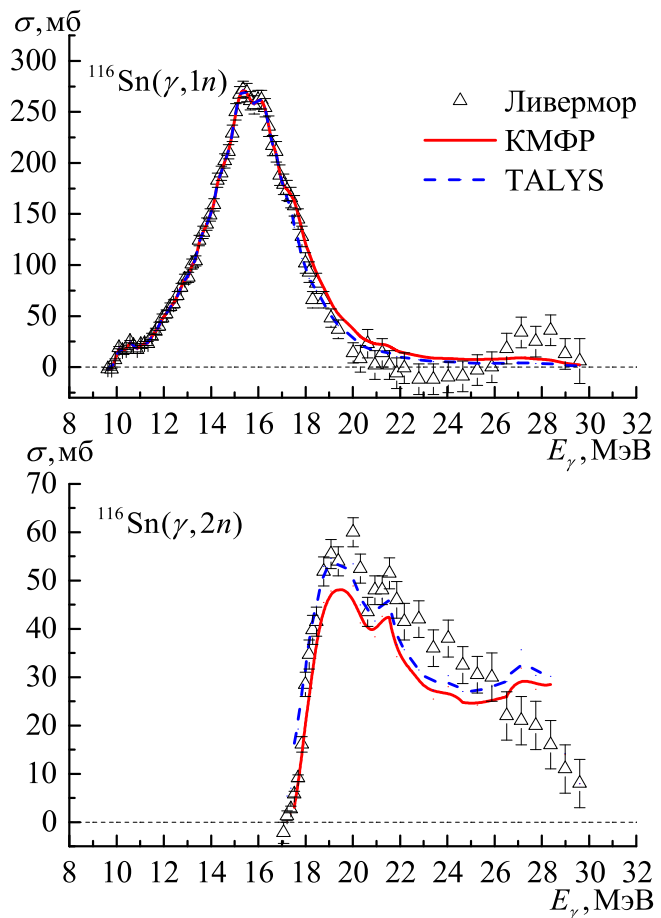


Рис. 9: Экспериментальные [15] и оцененные сечения реакций  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 1n)$  и  $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, 2n)$  по модели КМФР и TALYS

ходится максимум сечения реакции, также составляет  $\sim 10-15\%$ . Эти результаты характеризуют надежность используемого теоретико-экспериментального подхода к оценке сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ .

Для более детального сравнения результатов расчетов с экспериментально измеренными сечениями реакции  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  [15] в КМФР были рассчитаны спектры нейтронов, образующихся в реакциях  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  при трех энергиях монохроматических  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma = 20, 30, 40$  МэВ. На рис. 11 показаны полные спектры нейтронов и спектры нейтронов, образующихся в реакциях  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$ .

Как и следовало ожидать, основное число нейтронов испускается с энергией  $\sim 1-5$  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 бы-



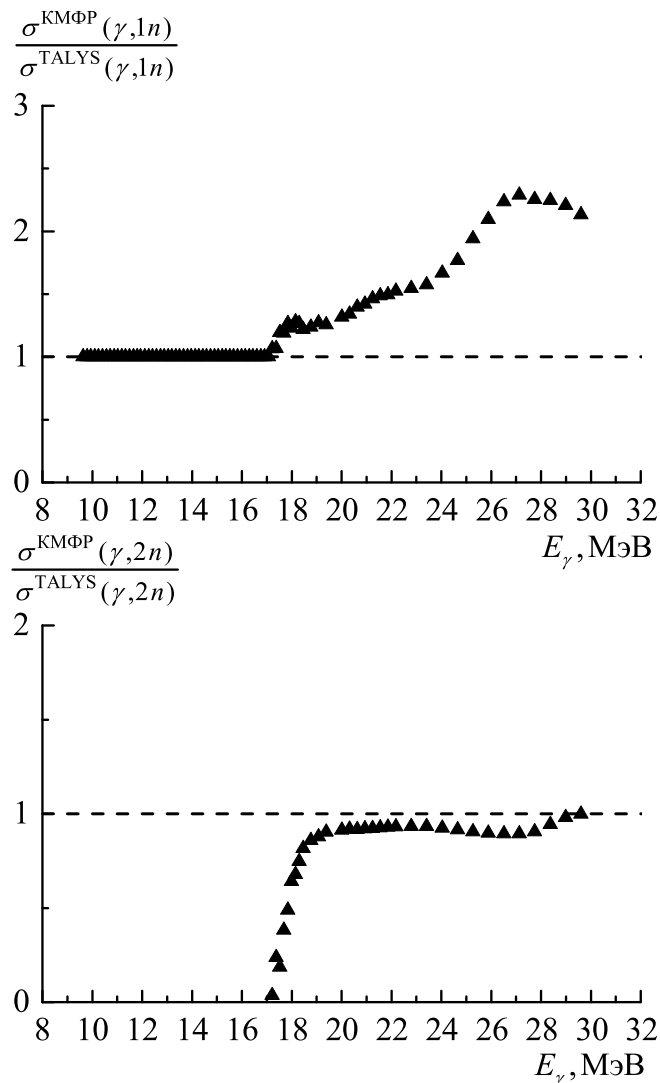


Рис. 10: Отношение оцененных сечений  $\frac{\sigma^{\text{КМФР}}(\gamma, 1n)}{\sigma^{\text{TALYS}}(\gamma, 1n)}$  и  $\frac{\sigma^{\text{КМФР}}(\gamma, 2n)}{\sigma^{\text{TALYS}}(\gamma, 2n)}$

ла измерена только до  $\sim 5$  МэВ. При этом с увеличением энергии нейтронов эффективность нейтронного детектора уменьшается, что может приводить к неточностям в определении сечений фотонейтронных реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ . На рис. 12 показаны спектры первого и второго нейтрона образующихся в реакции  $(\gamma, 2n)$ . На рис. 13 показаны аналогичные спектры первого, второго и третьего нейтрона образующихся в реакции  $(\gamma, 3n)$ . Общей закономерностью является уменьшение средней энергии каждого последующего нейтрона.

На рис. 14 сравниваются экспериментально измеренная средняя энергия нейтронов детектора Ливермора и результаты теоретического расчета средней энергии нейтронов на основе комбинированной модели.

В обоих случаях наблюдается уменьшение средней энергии нейтронов в области энергий

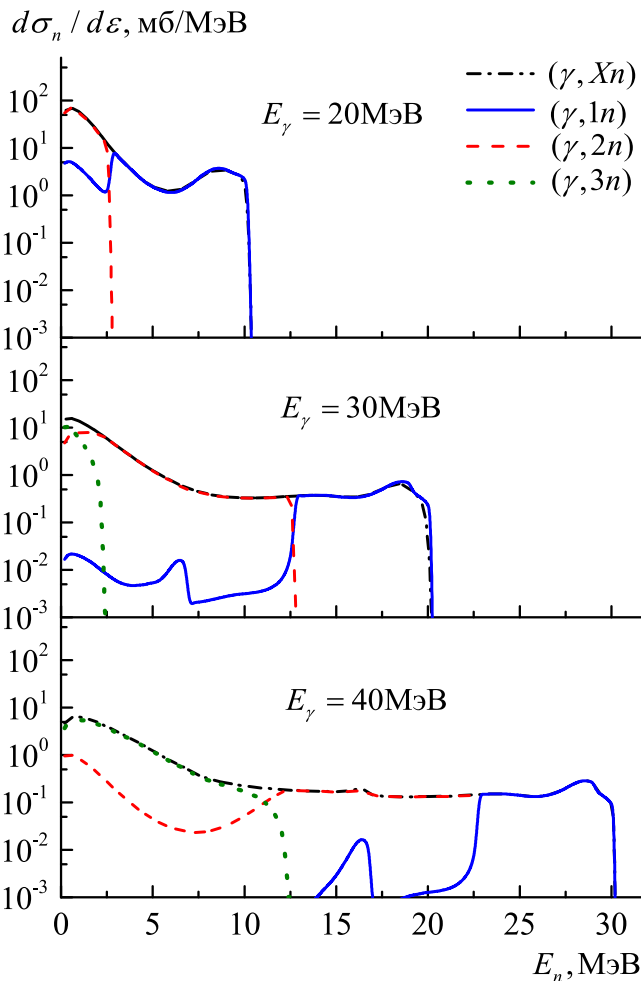


Рис. 11: Спектры нейтронов, образующихся в реакциях  $(\gamma, Xn)$ ,  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, 3n)$  при энергии возбуждения ядра  $^{116}\text{Sn}$   $E_\gamma = 20, 30, 40$  МэВ, рассчитанные в КМФР

$E_\gamma = 17-18$  МэВ, связанное с открытием канала реакции  $(\gamma, 2n)$ . В области энергий выше 18 МэВ средняя энергия нейтронов вновь увеличивается с ростом  $E_\gamma$ .

При этом в эксперименте спектр нейтронов оказывается существенно более мягким, чем это следует из теоретических расчетов. Различие в спектре нейтронов между моделью и экспериментом в области  $\sim 23$  МэВ, при которой наблюдается наибольшее превышение переходной функцией множественности  $F_2$  физического допустимого предела 0.5, 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.

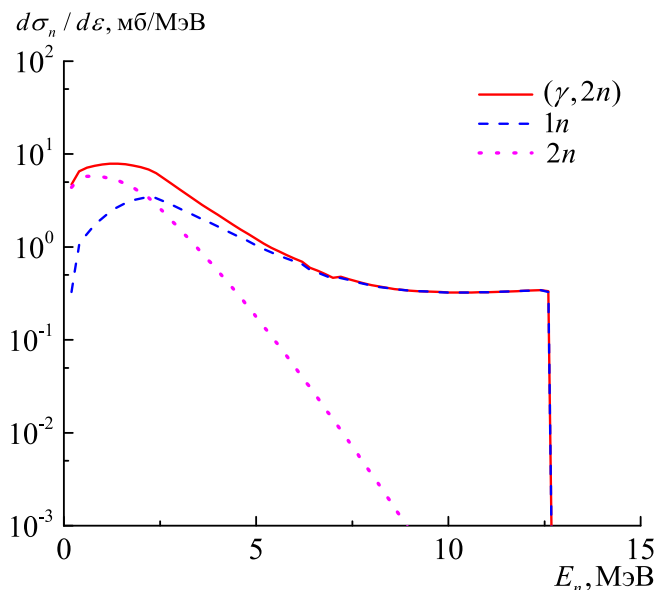


Рис. 12: Спектры первого и второго нейтронов образующихся в реакции  $(\gamma, 2n)$ , рассчитанные по КМФР, при энергии возбуждения ядра  $^{116}\text{Sn}$   $E_\gamma = 30$  МэВ. Сплошной линией приведен суммарный спектр нейтронов в реакции  $(\gamma, 2n)$

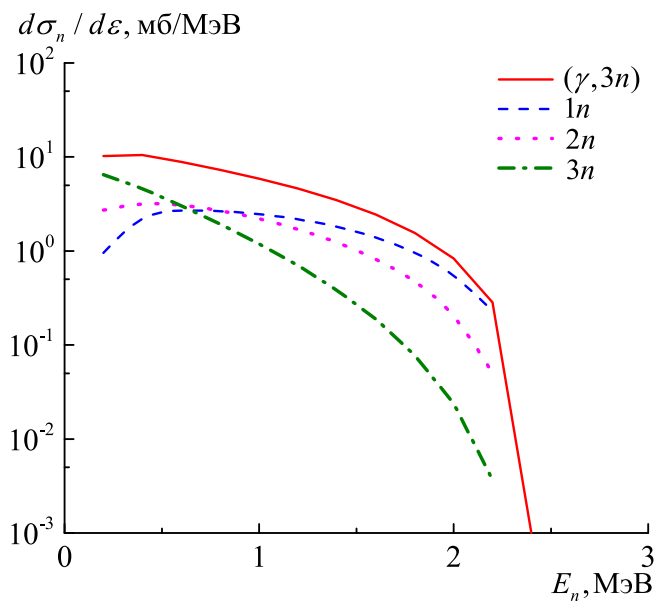


Рис. 13: Спектры первого, второго и третьего нейтронов образующихся в реакции  $(\gamma, 3n)$ , рассчитанные по КМФР, при энергии возбуждения ядра  $^{116}\text{Sn}$   $E_\gamma = 30$  МэВ. Сплошной линией приведен суммарный спектр нейтронов в реакции  $(\gamma, 3n)$

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы подробно рассмотрели основные зависимости сечения фотонейтронных реакций от энергии  $\gamma$ -квантов. Однако существует еще ряд факторов, влияющих на

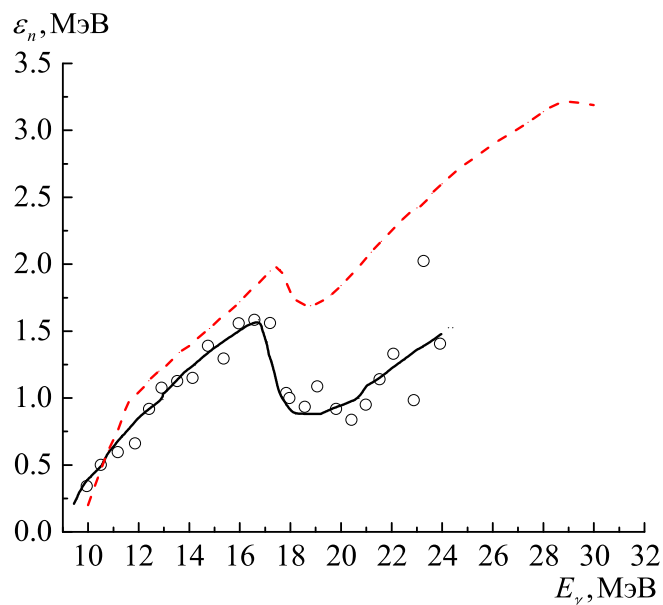


Рис. 14: Сравнение средней энергии нейтронов, определенной в эксперименте [15] на основе кольцевых отношений (точки — экспериментальные значения, сплошная кривая — аппроксимация) с результатами расчетов на основе комбинированной модели (штриховая линия)

сечение фотонейтронных реакций. Среди них:

- Зависимость вероятности вылета нейтрона из ядра от орбитального момента вылетающего нейтрона.
- Конфигурационная структура начального и конечного ядер, образующегося при вылете нейтронов в реакции  $(\gamma, S_n)$ .

Сравнивая результаты измерений фотонейтронных сечений на пучках тормозного  $\gamma$ -излучения и на пучках квазимонохроматических 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 реакции  $(\gamma, S_n)$  для извлечения сечения приходится получать результат вычитания двух больших чисел, измеренных с большой статистической погрешностью (см. соотношение (11)). 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 непосредственно регистрируются ядра-продукты реакции по спектрам  $\gamma$ -квантов наведенной активности [43–47].

2. Необходимо развивать методы прямого измерения спектров нейтронов и протонов, образующихся в фотоядерных реакциях.
3. Большие надежды связаны с методом получения монохроматических  $\gamma$ -квантов при обратном комптоновском рассеянии лазерных фотонов на ускоренных пучках электронов [48–50]. Основное преимущество этого метода состоит в том, что в отличие от спектров тормозного излучения и квазимонохроматических аннигиляционных  $\gamma$ -квантов в спектрах обратного комптоновского рассеяния сильно подавлена низкоэнер-

гетическая часть спектра. Это, наряду с высоким энергетическим разрешением, позволит существенно повысить точность измерений сечений в области энергий гигантского дипольного резонанса.

Несомненно, дальнейшее развитие экспериментальных методов исследования фотоядерных реакций позволит получить дополнительную информацию об указанных явлениях — возбуждении гигантских резонансов в атомных ядрах, что будет способствовать нашему более глубокому пониманию свойств атомных ядер.

---

[1] Мигдал А. Б. // ЖЭТФ. 1945. **15**. С. 81.  
 [2] Baldwin G. C., Klaiber G. S. *Phys. Rev.* 1947. **71**, P. 3.  
 [3] Baldwin G. C., Klaiber G. S. *Phys. Rev.* 1948. **73**, P. 1156.  
 [4] Goldhaber M., Teller E. *Phys. Rev.* 1948. **74**. P. 1046.  
 [5] Danos M. *Ann. d. Phys.* 1952. **10**. P. 265.  
 [6] Okamoto K. *Progr. Theor. Phys.* 1956. **15**. P. 75.  
 [7] Wilkinson D. H. *Physica*. 1956. **22**. P. 1039.  
 [8] Elliott J. P., Flowers B. H. *Proc. Roy. Soc.* 1957. **A242**. P. 57.  
 [9] Brown G. E., Bolsterli M. *Phys. Rev. Lett.* 1959. **3**. P. 472.  
 [10] Неудачин В. Г., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. ЖЭТФ. 1960. **39**. С. 108 (Neudachin V. G., Shevchenko V. G., Yudin N. P. JETP 1961. **12**. P. 79.)  
 [11] Tzara C. A. *Compt. Rend. Acad. Sci.* 1957. **245**. P. 56.  
 [12] Варламов В. В., Ишханов Б. С., Капитонов И. М. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. М., Университетская книга, 2008.  
 [13] Ишханов Б. С., Капитонов И. М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. М., Издательство Московского университета, 1979.  
 [14] Berman B. L., Caldwell J. T., Harvey R. R. et al. *Phys. Rev.* 1967. **162**. P. 1098.  
 [15] Fultz S. C., Berman B. L., Caldwell J. T. et al. *Phys. Rev.* 1969. **186**. P. 1255.  
 [16] Leprêtre A., Beil H., Bergère R. et al. *Nucl. Phys. A.* 1974. **219**. P. 39.  
 [17] Сорокин Ю. И., Хрущев В. А., Юрьев Б. А. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1972. **36**. С. 180. (Sorokin Yu. I., Khrushchev V. A., Yuryev B. A. Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser. 1972. **36**. P. 170).  
 [18] Сорокин Ю. И., Юрьев Б. А. ЯФ. 1974. **20**. С. 233.  
 [19] Сорокин Ю. И., Юрьев Б. А. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. **39**. С. 114. (Sorokin Yu. I., Yuryev B. A. Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser. 1975. **39**. P. 98).  
 [20] Fultz S. C., Bramblett R. L., Caldwell J. T. et al. *Phys. Rev.* 1962. **128**, P. 2345.  
 [21] Alvarez R. A., Berman B. L., Faul D. D. et al. *Phys. Rev. C.* 1979. **20**. P. 128.  
 [22] Wolynec E., Martinez A. R. V., Gouffon P. et al. *Phys. Rev.* 1984. **29**. P. 1137.  
 [23] Wolynec E., Martins M. N. *Rev. Brasil. Fis.* 1987. **17**. P. 56.  
 [24] Варламов В. В., Песков Н. Н., Руденко Д. С., и др. ВАНИТ. Сер.: Ядерные константы. 2003. №.1-2, С. 48.  
 [25] Варламов В. В., Ишханов Б. С., Орлин В. Н. и др. Известия РАН. Сер. физ. 2010. **74**. С. 875. (Varlamov V. V., Ishkhanov B. S., Orlin V. N. et al. Bull. Russ. Acad. Sci. 2010. **74**. P. 833).  
 [26] Варламов В. В., Ишханов Б. С., Орлин В. Н. и др. Известия РАН. Сер. физ. 2010. **74**. С. 884. (Varlamov V. V., Ishkhanov B. S., Orlin V. N. et al. Bull. Russ. Acad. Sci. 2010. **74**. P. 842).  
 [27] Варламов В. В., Ишханов Б. С., Орлин В. Н. ЯФ. 2012. **75**. С. 1414. (Varlamov V. V., Ishkhanov B. S., Orlin V. N. *Phys. Atom. Nucl.* 2012. **75**. P. 1339).  
 [28] Ишханов Б. С., Орлин В. Н. ЭЧАЯ. 2007. **38**. С. 460. (Ishkhanov B. S., Orlin V. N. *Phys. Part. Nucl.* 2007. **38**. P. 232).  
 [29] Konig A. J., Hilaire S., Duijvestijn M. C. Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology. April, 22–27, 2007 / ed. by Bersillon O. et al. EDP Sciences (Nice, France, 2008). P. 211.  
 [30] Ишханов Б. С., Орлин В. Н. ЯФ. 2008. **71**. С. 517; Ishkhanov B. S., Orlin V. N. (*Phys. Atom. Nucl.* 2008. **71**. P. 493).  
 [31] Chadwick M. B., Obloinskij P., Hodgson P. E., Reffo G. *Phys. Rev. C.* 1991. **44**. P. 814.  
 [32] Cline C. K., Blann M. *Nucl. Phys. A.* 1971. **172**. P. 225.  
 [33] Cline C. K. *Nucl. Phys. A.* 1973. **210**. P. 590.  
 [34] Gadioli E., Gadioli Erba E., Sona P. G. *Nucl. Phys. A.* 1973. **217**. P. 589.  
 [35] Dobeš J., Běták E. *Nucl. Phys. A.* 1976. **272**. P. 353.  
 [36] Fallieros S., Goulard B., Venter R. H. *Phys. Lett.* 1965. **19**, P. 398; DOI:10.1016/0031-9163(65)90917-0.  
 [37] Fallieros S., Goulard B. *Nucl. Phys. A* 1970. **147**, P. 593.  
 [38] Belgya T., Bersillon O., Capote R. et al. Handbook for calculations of nuclear reaction data, RIPL-2. IAEA-TECDOC-1506. IAEA, Vienna, 2006. (<http://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>)  
 [39] Hauser W., Feshbach H. *Phys. Rev.* 1952. **87**, P. 366.  
 [40] Koning A. J., Duijvestijn M. C. *Nucl. Phys. A* 2004. **744**, P. 15.  
 [41] Ишханов Б. С., Орлин В. Н. ЯФ. 2011. **74**. С. 21. (Ishkhanov B. S., Orlin V. N. *Phys. Atom. Nucl.* 2011. **74**, P. 19).  
 [42] Ишханов Б. С., Орлин В. Н. ЯФ 2015. **78**. С. 601 (B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin *Phys. Atom. Nucl.* 2015. **78**, P. 557; DOI:10.1134/S1063778815040067).  
 [43] Belyshev S. S., Ermakov A. N., Ishkhanov B. S. et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A.* 2014. **745**. P. 133.  
 [44] Бельшев С. С., Кузнецов А. А., Стопани К. А., Ханкин В. В. ЯФ. 2016. **79**. С. 431. (Belyshev

- S. S., Kuznetsov A. A., Stopani K. A., Khankin V. V. *Phys. Atom. Nuclei*. 2016. **79**. P. 641). [48] Utsunomiya H., Goriely S., Kamata M. et al. *Phys. Rev. C*. 2011. **84**. P. 055805.
- [45] Belyshev S. S., Filipescu D. M., Gheoghe I. et al. *European Phys. J. A*. 2015. **51**. P. 67. [49] Filipescu D., Anzalone A., Balabanski D. L. et al. *Eur. Phys. J. A*. 2015. **51**. P. 185.
- [46] Naik H., Kim G., Kim K. et al. *Nucl. Phys. A*. 2016. **948**. P. 28. [50] Utsunomiya H., Hashimoto S., Miyamoto S. et al. *Nucl. Phys. News*. 2015. **25**. P. 25.
- [47] Nair C., Erhard M., Junghans A. R. et al. *Phys. Rev. C*. 2008. **78**. P. 055802.

## Influence of models of the atomic nuclei on the estimated cross sections of photoneutron reactions on $^{116}\text{Sn}$

V. V. Varlamov<sup>1</sup>, B. S. Ishkhanov<sup>1,2</sup>, A. A. Kuznetsov<sup>1,a</sup>, V. N. Orlin<sup>1</sup>, A. A. Prosnjakov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

<sup>2</sup>*Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

*E-mail: <sup>a</sup>kuznets@depni.sinp.msu.ru*

In this work were obtained estimated cross sections of photoneutron reactions on  $^{116}\text{Sn}$  based on the theoretical-experimental approach. Calculations of the used multiplicity transition functions were based on the calculations of combined model of photonucleon reactions and the TALYS program. The Influence of the parameters of selected models on the estimated cross sections of the photoneutron reactions was evaluated.

PACS: 25.20.-x.

*Keywords:* photonuclear reactions, evaluated cross section, nuclear models.

*Received 22 June 2017.*

### Сведения об авторах

1. Варламов Владимир Васильевич — доктор физ.-мат. наук, гл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939 34 83, e-mail: varlamov@depni.sinp.msu.ru.
2. Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939 50 95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
3. Кузнецов Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru.
4. Орлин Вадим Николаевич — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: orlinvn@yandex.ru.
5. Просняков Александр Александрович — студент; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: aa.prosnjakov@physics.msu.ru.