

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА  
С УЧЕТОМ ВСЕХ ВЫХОДНЫХ КАНАЛОВ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ**

**О. А. Бесшейко, Л. А. Голинка-Бесшейко, И. Н. Каденко, Е. О. Кочергина, Е. С. Шашко**

*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев*

Рассматривается вклад возможных выходных каналов фотоядерных реакций при определении параметров гигантского дипольного резонанса (ГДР). Отмечается, что каналы с испусканием заряженных частиц для некоторых ядер играют значительную роль. Параметры ГДР для ядер  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{63}\text{Cu}$  и  $^{64}\text{Zn}$  оценены с учетом вклада в полную ширину распада компаунд-ядра для всех выходных каналов. Для проведения расчетов использовался код EMPIRE II.

**Введение**

Изучение характеристик фотоядерных реакций играет важную роль как в фундаментальных исследованиях, так и в решении ряда прикладных ядерно-физических задач. При этом особенности взаимодействия гамма-квантов низких и средних энергий с ядрами широко используются не только в таких областях, как ядерная физика и ядерная энергетика, а и в радиационной химии, геологии, медицине, материаловедении, экологии и др.

В становлении современных представлений о структуре атомного ядра исследование природы и свойств гигантского дипольного резонанса (ГДР) в сечениях фотоядерных реакций играет важную роль. Поскольку сечения фотопоглощения  $\sigma(\gamma, \text{abs})$  широко используются для расчета характеристик фотоядерных реакций в области энергий ГДР, именно поэтому рассчитанные величины сечений фотопоглощения должны быть в хорошем согласии с экспериментальными данными для того, чтобы не вносить дополнительную погрешность при проведении расчетов парциальных сечений фотоядерных реакций. Для корректного теоретического описания экспериментальных величин сечений фотопоглощения более предпочтительными являются полуэмпирические модели [1, 2] с использованием радиационной силовой функции (РСФ). При проведении расчетов с применением РСФ необходимо использовать параметры ГДР, в области энергий которого такие параметры определяются, как правило, из условия наилучшего соответствия результатов теоретических расчетов и экспериментально полученных сечений фотоядерных реакций. Наиболее последовательным было бы использование для этих целей измеренных сечений фотопоглощения

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, \text{abs}) = & \sigma(\gamma, sn) + \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, 2p) + \\ & + \sigma(\gamma, d) + \sigma(\gamma, dp) + \sigma(\gamma, a) + \dots \end{aligned}$$

где  $\sigma(\gamma, sn)$  – суммарное сечение всех реакций с вылетом нейтронов

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, sn) = & \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n) + \\ & + \sigma(\gamma, 2np) + \sigma(\gamma, n2p) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots \end{aligned}$$

Однако вследствие ограниченного количества экспериментальных данных по фотопоглощению предпочтительнее использовать сечения фотоядерных реакций с вылетом нейтронов в предположении, что вклад от реакций с вылетом только заряженных частиц незначителен. Сечение реакции  $(\gamma, sn)$  [1] является наиболее удобным для определения параметров ГДР при таком подходе, но в большинстве экспериментов это сечение прямо не измеряется, а извлекается из измеренных сечений реакций  $\sigma(\gamma, xn)$ ,  $\sigma(\gamma, 1n)$ ,  $\sigma(\gamma, 2n)$  и др., где  $\sigma(\gamma, xn)$  – полное сечение выхода нейтронов в реакциях с вылетом нейтронов

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma, xn) = & \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, n2p) + \\ & + 2\sigma(\gamma, 2n) + 2\sigma(\gamma, 2np) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots \end{aligned}$$

Поскольку учет вклада всех продуктов реакций является слишком сложным, в таких случаях изучаются только наиболее вероятные каналы распада. Так, в области энергий налетающего гамма-кванта меньших величины максимума ГДР и выше энергии связи нейтрона доминирующий вклад в сечение фотопоглощения дает сечение реакции  $(\gamma, n)$ . При более высоких энергиях (выше максимума ГДР) необходимо учитывать вклад реакций с вылетом нескольких нейтронов и заряженных частиц (в первую очередь протонов). При получении параметров ГДР [3, 4], которые широко используются для расчетов характеристик ядерных реакций, вклад сечения фотоядерных реакций с вылетом заряженных частиц не учитывался.

Для сравнения с измеренными сечениями реакций  $(\gamma, xn)$ , а также реакций с вылетом заряженных частиц необходимо проводить сложные теоретические расчеты с учетом различных механизмов множественного вылета частиц. Проведение таких расчетов на современном уровне

возможно только с использованием программных кодов, в которых реализованы современные модельные подходы описания механизмов протекания ядерных реакций, а также имеются надежные библиотеки оцененных параметров ядер и ядерных реакций.

В данной работе был использован один из таких кодов EMPIRE II (версия 2.19b24) [5] для сравнительного анализа результатов теоретических расчетов и экспериментальных данных для средних и тяжелых ядер, а также для уточнения параметров ГДР для ядер  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Zn}$ . Уточненные значения таких параметров были получены путем сравнения величин теоретических и экспериментальных сечений реакций  $(\gamma, xn)$  и других фотоядерных реакций с вылетом заряженных частиц. При расчетах учитывались все возможные (для данной энергии возбуждения) каналы распада компаунд-ядра.

### Сравнительный анализ сечений фотопоглощения

Программный пакет EMPIRE II [5] наряду с реализацией современных модельных подходов имеет открытый исходный код и позволяет проводить расчеты сечений и других характеристик ядерных реакций. Мы использовали код EMPIRE

II для оценки согласованности теоретических расчетов с экспериментальными данными по сечениям реакций  $(\gamma, xn)$  и  $(\gamma, sn)$ . При проведении расчетов использовались оцененные значения параметров ГДР из библиотеки RIPL-2 [2], а также надежные экспериментальные данные из библиотеки экспериментальных данных EXFOR [6]. Для расчета радиационной силовой функции использовалась модель MLO1 [2, 7, 8], модельный подход Джильберта - Камерона для расчета плотностей ядерных уровней (параметр LEVDEN 2 в коде EMPIRE II) [5] и другие параметры по умолчанию кода EMPIRE II версии 2.19. При расчетах использовался статистический подход на основе модели Хаузера - Фешбаха, вклад прямых и предравновесных процессов не учитывался. Сечение фотопоглощения по квазидейтронной модели учитывалось согласно [9]. Нами было исследовано около 100 ядер. Для большей части ядер (около 70 % от общего количества исследованных) удалось получить удовлетворительное согласие между экспериментальными и расчетными данными. Примеры такого удовлетворительного соответствия данных приведены на рис. 1.

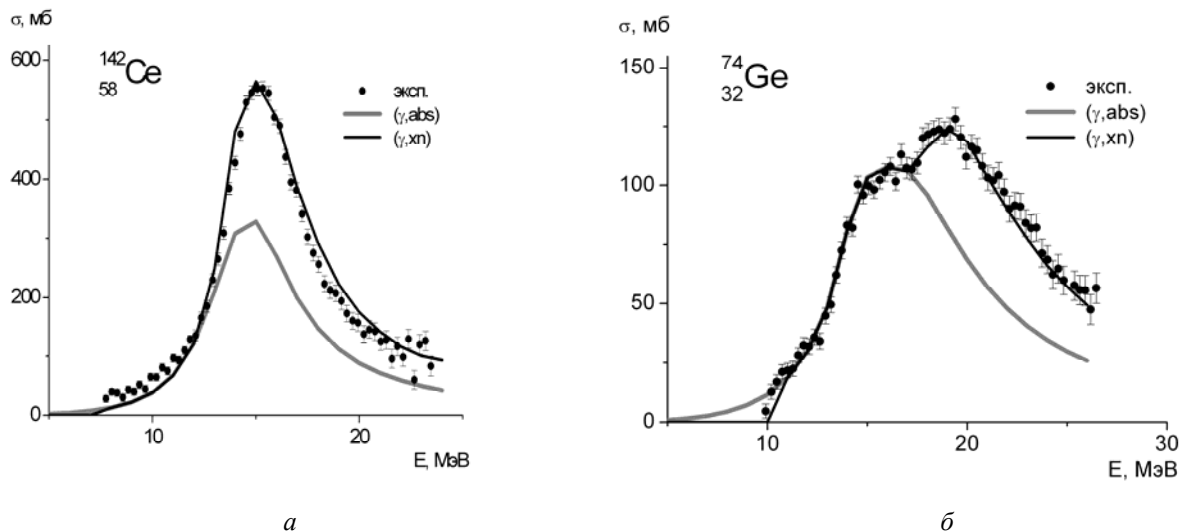
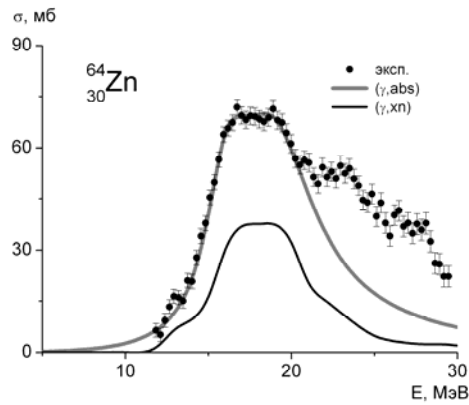


Рис. 1. Сравнение результатов расчета с использованием ГДР параметров из библиотеки RIPL 2 и экспериментальных данных для реакции  $(\gamma, xn)$  на ядрах  $^{142}\text{Ce}$  (а) и  $^{74}\text{Ge}$  (б). Сплошная светлая линия  $(\gamma, abs)$  – рассчитанное сечение фотопоглощения, залитые кружки – экспериментальные данные [10, 11] для реакции  $(\gamma, xn)$  из базы данных EXFOR, сплошная линия  $(\gamma, xn)$  – рассчитанное нами сечение реакции  $(\gamma, xn)$ .

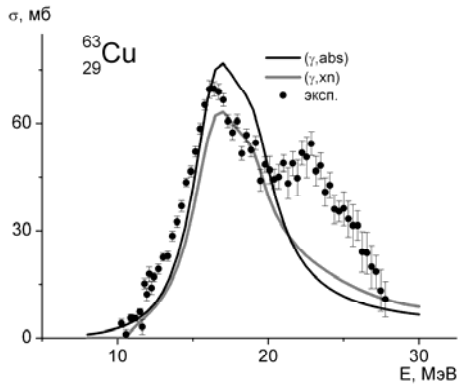
Для ряда ядер (до 20 % от всех исследованных ядер) наблюдаются заметные (10 - 15 %) систематические отклонения. Для отдельных ядер нами получены очень большие расхождения между экспериментальными и расчетными данными. Примеры такого значительного расхождения для ядер  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Zn}$  приведены на рис. 2.

Такие значительные отклонения результатов теоретических расчетов от экспериментальных данных могут быть источником дополнительных погрешностей при изучении характеристик различных ядерных реакций на этих ядрах, которые протекают с образованием компаунд-ядра. Подобные расхождения наблюдались нами и по ре-

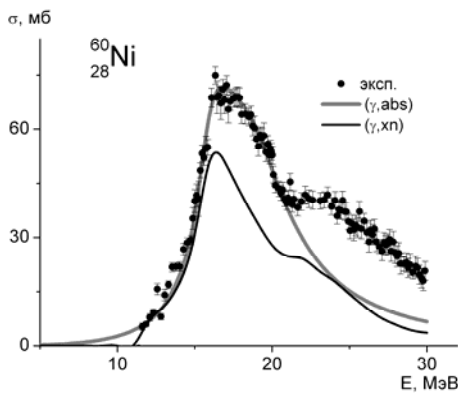
зультатам проведения независимых расчетов с использованием кода TALYS [14]. Мы провели детальный анализ причин таких существенных расхождений.



a



b



в

Рис. 2. Сравнение результатов расчета с использованием ГДР параметров из библиотеки RIPL 2 и экспериментальных данных для реакции  $(\gamma, xn)$  на ядрах  $^{64}\text{Zn}$  (a),  $^{63}\text{Cu}$  (б),  $^{60}\text{Ni}$  (в). Сплошная линия  $(\gamma, abs)$  – рассчитанное сечение фотопоглощения, заливные кружки – экспериментальные данные [10, 12, 13] для реакции  $(\gamma, xn)$  из базы данных EXFOR, сплошная линия  $(\gamma, xn)$  – рассчитанное нами сечение реакции  $(\gamma, xn)$ .

### Уточнение параметров ГДР для ядер $^{60}\text{Ni}$ , $^{63}\text{Cu}$ , $^{64}\text{Zn}$

В рамках статистического подхода Хаузера - Фешбаха сечение образования вылета частицы  $b$  из компаунд-ядра при заданных  $a$  характеристиках составного ядра ( $E, J, p$ - энергия, спин, четность) можно представить в виде

$$\sigma_b(E, J, p) = \sigma_a(E, J, p) \frac{\Gamma_b(E, J, p)}{\sum_c \Gamma_c(E, J, p)}, \quad (1)$$

где  $\Gamma_b(E, J, p)$  - ширина распада компаунд ядра в канал  $b$ ;  $\sum_c \Gamma_c(E, J, p)$  - полная ширина распада по всем выходным каналам;  $\sigma_a(E, J, p)$  - сечение образования составного ядра. Сечение  $\sigma_a(E, J, p)$  образования компаунд-ядра при взаимодействии гамма-квантов с ядром мишени в области энергий гамма-квантов  $E_\gamma$  до 30 МэВ в хорошем приближении описывается ГДР сечением фотопоглощения  $\sigma_{\text{GDR}}(E_\gamma)$ , которое в предположении основного вклада  $E1$  компоненты определяется по формуле

$$\sigma_{E1}(E_\gamma, J, p) = \frac{\pi (c\hbar)^2}{2} \frac{2J+1}{E_\gamma^2} \frac{2J_A+1}{2J_A+1} T_{E1} \omega_{E1}, \quad (2)$$

где  $\omega_{E1}$  - множитель (0 или 1), позволяющий учесть правила отбора состояний по четности

$$\omega_{E1} = \frac{1 - p_A p}{2}, \quad (3)$$

$$T_{E1} = 2\pi \cdot \vec{f}_{E1}(E_\gamma) E_\gamma^3, \quad (4)$$

где  $\vec{f}_{E1}$  - радиационная силовая функция фотопоглощения;  $J$  - спин составного ядра;  $J_A$  - спин ядра мишени;  $E_\gamma$  - энергия налетающего гамма-кванта;  $p$  - четность уровня составного ядра со спином  $J$ ;  $p_A$  - четность уровня ядра-мишени со спином  $J_A$ ; значение  $J$  определяется из неравенства правил отбора по угловому моменту  $|J - J_A| \leq L \leq J + J_A$ ;  $L$  для  $E1$  переходов равно 1.

Ширина распада с вылетом частицы определяется уравнением

$$\Gamma_c(E, J, p) = \frac{1}{2\pi \rho_{CN}(E, J, p)} \times \quad (5)$$

$$\times \sum_{J'=0}^{\infty} \sum_{p'} \sum_{j=J'-J}^{J+J'} \int_0^{E-B_c} \rho_c(E', J', p') \cdot T_c^{J, J'}(E - B_c - E') dE',$$

где  $\rho_{cN}(E, J, p)$  - плотность уровней для соответствующих  $E, J, p$  составного ядра;  $\rho_c(E', J', p')$  - плотность уровней для соответствующих  $E', J', p'$  остаточного ядра;  $B_c$  - энергия отделения частицы  $c$  от составного ядра;  $T_c^{l,j}$  - коэффициенты проницаемости для  $c$  с энергией  $E - B_c - E'$  и орбитальным моментом  $l$ , который вместе со спином частицы  $s$  связан с угловым моментом канала  $j$ . В случае разрядки ядра каскадом гамма-квантов используется формула, аналогичная формуле (5), только при этом учитываются правила отбора, соответствующие мультипольностям излучения, а коэффициенты проницаемости имеют вид

$$T_{XL} = 2\pi \cdot \bar{f}_{XL}(E_\gamma) E_\gamma^{2L+1}, \quad (6)$$

где  $\bar{f}_{XL}(E_\gamma)$  - радиационная силовая функция гамма-распада;  $XL$  - тип (E или M) и мультипольность излучения соответственно. В приближении определяющего вклада электрических дипольных переходов достаточно использовать формулу вида (4), но с РСФ для гамма-распада. Радиационная силовая функция фотопоглощения  $f_{E1}$  рассчитывается согласно модельному подходу MLO1 для сферического как

$$\bar{f}_{E1}(E_\gamma) = \frac{8,674 \cdot 10^{-8} \sigma_R \Gamma_R E_\gamma \Gamma(E_\gamma)}{(E_\gamma^2 - E_R^2)^2 + (\Gamma(E_\gamma) E_\gamma)^2} \text{ (МэВ}^{-3}\text{)}, \quad (7)$$

где  $\sigma_R, E_R, \Gamma_R$  - параметры гигантского дипольного резонанса (максимум сечения фотопоглощения, энергия, ширина), которые определяются из условия наименьших отклонений между результатами теоретических расчетов и экспериментальными данными;  $\Gamma(E_\gamma)$  - "ширина" РСФ, зависящая от энергии гамма-квантов. Выражение для РСФ гамма-распада имеет несколько более сложный вид, связанный с наличием зависимости от температуры конечных состояний ядра, однако при этом используются те же ГДР параметры. Детальное описание РСФ гамма-распада и  $\Gamma(E_\gamma)$  приведено в [2].

В работах [2, 7, 8] показано, что лучшее согласие с экспериментальными данными достигается путем теоретического описания сечения фотопоглощения и процессов гамма-распада с использованием MLO1 модели радиационной силовой функции.

Также для расчетов РСФ использовалась модель стандартного лоренциана [2] с шириной, не зависящей от энергии гамма-квантов (модель SLO):

$$\begin{aligned} \bar{f}_{E1}(E_\gamma) &= \bar{f}_{E1}(E_\gamma) = \\ &= \frac{8,674 \cdot 10^{-8} \sigma_R \Gamma_R E_\gamma \Gamma_R}{(E_\gamma^2 - E_R^2)^2 + (\Gamma_R E_\gamma)^2} \text{ (МэВ}^{-3}\text{)}. \quad (8) \end{aligned}$$

Отметим также, что для расчетов РСФ в деформированных ядрах использовалось приближение аксиально-деформированных ядер [2], при этом РСФ состоит из двух компонент вида (7) или (8).

Таким образом, полное сечение фотопоглощения рассчитывается согласно выражению

$$\sigma_{\text{abs}}(E_\gamma) = \sigma_{\text{GDR}}(E_\gamma) + \sigma_{\text{QD}}(E_\gamma), \quad (9)$$

где  $\sigma_{\text{GDR}}(E_\gamma)$  определяется из формул (2) - (4).

Сечение фотопоглощения  $\sigma_{\text{QD}}(E_\gamma)$  по квази-дейтронной модели [1, 9] рассчитывалось по формуле

$$\sigma_{\text{QD}}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(E_\gamma) F(E_\gamma), \quad (10)$$

где  $N, Z, A$  - количество нейтронов, протонов и нуклонов в ядре;  $L$  - параметр Левинджера;  $F(E_\gamma)$  - функция Паули-блокирования, которая уменьшает сечение фоторасщепления на свободном дейтроне  $\sigma_d(E_\gamma)$  с учетом ограничений из-за принципа Паули для возбуждения нейтрон-протонных пар внутри ядра.

В результате проведенного анализа результатов, полученных с использованием кода EMPIRE II, был сделан вывод, что для извлечения корректных значений параметров ГДР из экспериментальных данных для ряда ядер (в том числе  $^{60}\text{Ni}, ^{63}\text{Cu}, ^{64}\text{Zn}$ ) необходимо обязательно учитывать вклад в полную ширину распада компаунд-ядра от всех выходных каналов реакции, особенно тех, которые сопровождаются вылетом заряженных частиц. На рис. 3 приведены величины сечения фотоядерных реакций в зависимости от энергии гамма-квантов, рассчитанные с учетом вылета заряженных частиц. Как видно, наблюдается хорошее согласие рассчитанных сечений с экспериментально полученными значениями. Поскольку РСФ применяется для описания характеристик ядерных реакций с вылетом и поглощением гамма-квантов в рамках статистического подхода, невозможно описать нерегулярности экспериментального спектра, (см. рис. 3, б), только варьированием параметров РСФ. Поэтому, по нашему мнению, расхождения между теоретическими результатами расчетов и экспериментальными данными для ядра  $^{60}\text{Ni}$  можно объяснить вкладом нестатистических процессов.

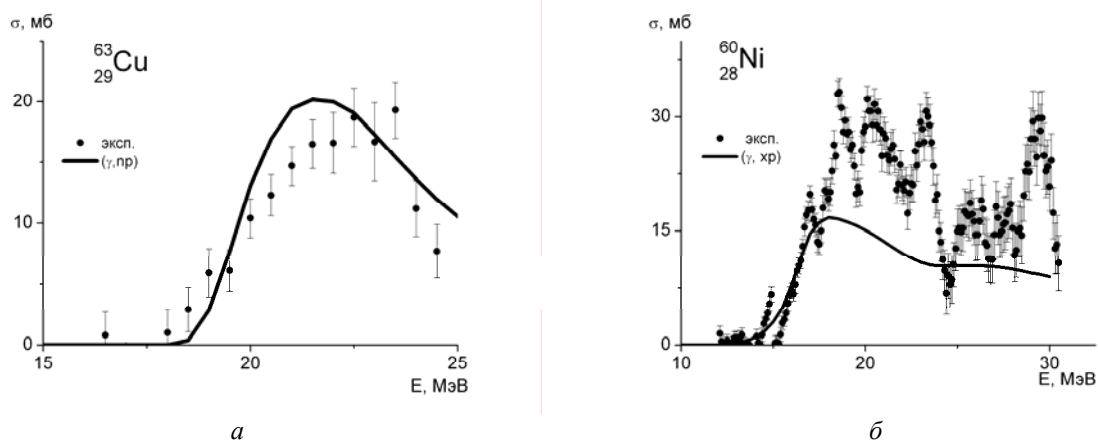


Рис. 3. Сравнение рассчитанных и экспериментальных данных реакций  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, xp)$  для ядер  $^{63}\text{Cu}$  (а) и  $^{60}\text{Ni}$  (б), залитые кружки – экспериментальные данные [15, 16] для реакции  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, xp)$  из базы данных EXFOR.

Ядро	$E_1$ , МэВ	$\sigma_1$ , мб	$\Gamma_1$ , МэВ	$E_2$ , МэВ	$\sigma_2$ , мб	$\Gamma_2$ , МэВ	$\chi_n^2$	Экспериментальные данные	Примечание
$^{64}\text{Zn}$	16,23	41,40	3,27	19,19	56,10	5,98	61,1	[10]	RIPL2
	16,67	95,10	3,11	19,49	121,10	8,15	1,3		данная работа
$^{63}\text{Cu}$	16,72	66,10	4,19	19,10	30,10	3,56	29,3	[12]	RIPL2
	16,52	81,10	4,79	21,50	28,50	5,76	1,7		данная работа
$^{60}\text{Ni}$	16,30	34,10	2,44	18,51	55,20	6,37	27,9	[13]	RIPL2
	17,00	51,10	3,45	19,40	54,20	8,90	1,4		данная работа

При извлечении параметров ГДР с учетом всех выходных каналов реакции для ядер  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Zn}$  были использованы модель MLO1 [2, 7, 8] для радиационной силовой функции, модельный подход Джильберта - Камерона для расчета плотностей ядерных уровней (параметр LEVDEN 2 в коде EMPIRE II) и другие параметры по умолчанию кода EMPIRE II.

В результате были получены уточненные параметры ГДР для ядер  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Zn}$ , которые представлены в таблице.

Величины  $\Gamma_1$  ( $\Gamma_2$ ),  $E_1$  ( $E_2$ ),  $\sigma_1$  ( $\sigma_2$ ) в таблице – ширина, энергия, амплитуда первого (второго) пика ГДР соответственно,  $\chi_n^2$  – нормированное значение величины хи-квадрат (между расчетными значениями и экспериментальными данными для сечений фотоядерных реакций  $(\gamma, xn)$ ), которое определялось в интервале энергий 13 - 30 МэВ (13 - 28 МэВ для ядра  $^{63}\text{Cu}$ ). В последнем столбце указано, для каких наборов ГДР параметров проводились теоретические расчеты: «RIPL2» – параметры ГДР из библиотеки RIPL2, использующиеся в программном коде EMPIRE II по умолчанию; «данная работа» - уточненные нами параметры ГДР с учетом всех возможных каналов распада компаунд-ядра.

Правило сумм Томаса - Райха - Куна (ТРК) является важным ориентиром при изучении фотоядерных реакций. Экспериментально измеренные интегральные сечения (и соответствующие расчетные экстраполированные величины) находятся в диапазоне 0,6 - 1,4 от величины ТРК. В области атомных масс ниже 70 а.е.м. интегральные сечения имеют систематически заниженные величины (по сравнению с ТРК значением), что может быть связано с отсутствием учета каналов фотоядерных реакций с вылетом заряженных частиц [4]. Например, значение интегрального сечения для ядра  $^{63}\text{Cu}$  при использовании ГДР параметров по RIPL2 составляет 0,64 от значения ТРК, для  $^{60}\text{Ni}$  эта величина равна 0,87. С использованием ГДР параметров, полученных согласно подходу, который рассмотрен в данной работе, значение интегрального сечения для ядра  $^{63}\text{Cu}$  составляет 0,92 и соответственно 1,15 – для  $^{60}\text{Ni}$ , что существенно лучше согласуется с интегральными сечениями для более тяжелых ядер. Для ядра  $^{64}\text{Zn}$  полученная величина интегрального сечения заметно отличается от значения ТРК (2,1). Таким образом, такое различие требует особого внимания к этому ядру и есть предметом

для аккуратного учета предравновесных процессов, оптического потенциала и описания плотностей уровней, а также получения дополнительных экспериментальных фотоядерных данных с протонами в выходном канале для ядра  $^{64}\text{Zn}$ , поскольку экстраполированное интегральное сечение с извлеченными параметрами существенно превышает величину, соответствующую правилу сумм ТРК. Это может быть связано с завышением коэффициентов пропускания протонов при глобальной параметризации и соответствующего завышения парциальных сечений с протонами в выходном канале. Но такие разносторонние надежные экспериментальные данные для этого ядра отсутствуют.

На рис. 4 приведены результаты расчетов с новыми уточненными параметрами ГДР для парциальных сечений фотоядерных реакций, а также сечения фотопоглощения в сравнении с экспериментальными данными для сечения реакции  $(\gamma, xn)$ .

Как хорошо видно из рисунков и что дополнительно подтверждается соответствующими значениями  $\chi^2_n$ , результаты расчетов, выполненных с использованием уточненных параметров ГДР, существенно лучше согласуются с экспериментальными данными, чем те, которые выполнены с использованием параметров из библиотеки RIPL2 (ср. рис. 2 и 4).

Для проверки устойчивости полученных результатов к выбору вида радиационной силовой функции и плотности уровней были дополнительно проведены расчеты с использованием SLO модели РСФ [2] (параметр GSTRFN = 6), а также с использованием специфической для EMPIRE II модели плотности уровней (LEV DEN = 0). В этом подходе определение плотности уровней основано на модели сверхтекучей жидкости в низкоэнергетической области и на модели ферми-газа в высокоэнергетической области, а также явным образом учитывается увеличение деформации ядра с увеличением его спина.

Об устойчивости результатов расчета свидетельствуют удовлетворительные значения величин  $\chi^2_n$  между экспериментальными и теоретическими данными:  $^{63}\text{Cu}$ , реакция  $(\gamma, xn)$ , LEVDEN = 2, параметр GSTRFN = 6 (модель РСФ SLO),  $\chi^2 = 2,09$ ;  $^{60}\text{Ni}$ , реакция  $(\gamma, xn)$ , LEVDEN = 0, параметр GSTRFN = 1 (модель РСФ MLO1),  $\chi^2 = 2,76$ ;  $^{64}\text{Zn}$ , реакция  $(\gamma, xn)$ , LEVDEN = 2, параметр GSTRFN = 6 (модель РСФ SLO),  $\chi^2 = 2,19$ .

Как указывалось выше, наиболее последовательный путь получения параметров ГДР – это

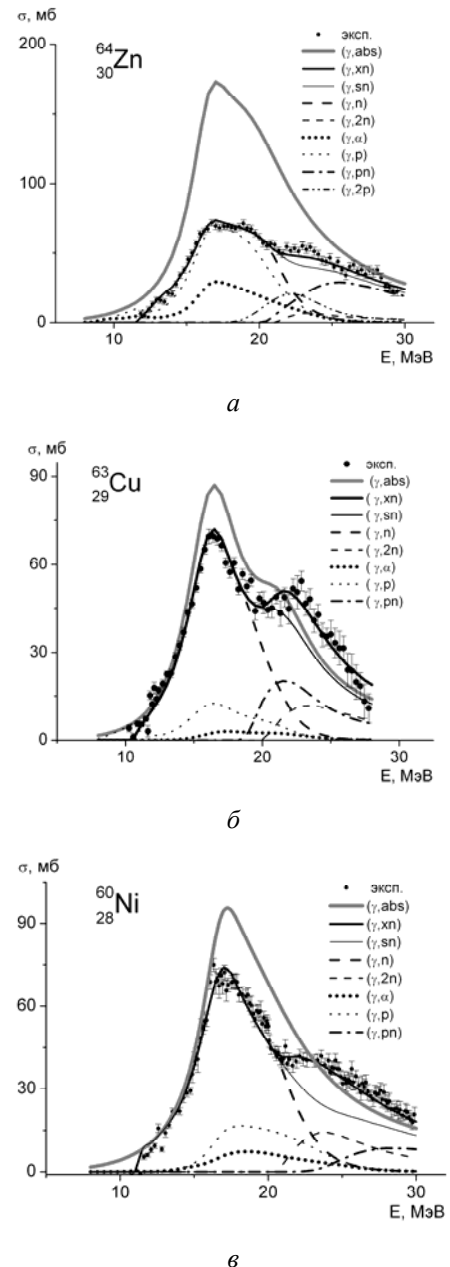


Рис. 4. Рассчитанные сечения фотопоглощения и величины парциальных сечений с уточненными параметрами ГДР для реакции  $(\gamma, xn)$  на ядрах  $^{64}\text{Zn}$  (а),  $^{63}\text{Cu}$  (б),  $^{60}\text{Ni}$  (в), залитые кружки – экспериментальные данные [10, 12, 13] для реакции  $(\gamma, xn)$  из базы данных EXFOR.

извлечение их путем подгонки величин сечений фотопоглощения. Прямое экспериментальное определение значений сечения реакции фотопоглощения представляет собой сложную и трудоемкую задачу, вследствие чего таких данных очень мало. К примеру, в работе [17] значения сечений фотопоглощения находились комбинированием экспериментальных значений различных фотоядерных реакций. К сожалению, из-за недостаточного количества экспериментальных данных по фотоядерным реакциям с вылетом заряженных частиц такой подход может быть

реализован только для ограниченного набора ядер. Также, при этом, представляет определенную методическую сложность возможное присутствие нестатистической компоненты в фотопротонных реакциях.

Способ получения параметров ГДР, использованный в данной работе, позволяет корректно извлекать параметры ГДР даже в том случае, когда отсутствуют экспериментальные данные для парциальных сечений с вылетом заряженных частиц.

Как видно из рис. 5, выполненные нами расчеты достаточно хорошо согласуются с оцененными данными из [17]. При удовлетворительном совпадении в области левого склона и максимума пика сечения фотопоглощения на ядре  $^{60}\text{Ni}$ , различия на правом склоне пика связаны, скорее всего, с возможным вкладом от нестатистической компоненты, а также с отсутствием независимо измеренного экспериментального парциального сечения реакции ( $\gamma, np$ ).

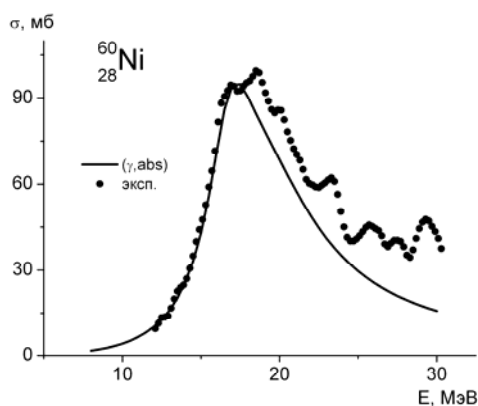


Рис. 5. Сравнение рассчитанного с уточненными параметрами ГДР (сплошная линия) и оцененного сечений фотопоглощения путем комбинации экспериментальных парциальных сечений для ядра  $^{60}\text{Ni}$  (залитые кружки) [17].

Как видно из формул (4) - (8), при описании парциальных сечений фотоядерных реакций необходимо учитывать зависимость не только от радиационной силовой функции, но также влияние плотности уровней ядер, коэффициенты проницаемости частиц в выходном канале, вклад квазидейтронной модели.

Наши расчеты показали, что в области энергий ГДР вклад сечения фоторасщепления свободного дейтрона согласно модельному подходу Левинджера с учетом коэффициентов ослабления внутри ядра [9] является незначительным (не превышает 2 - 4 мб для средних ядер). Варьирование плотности уровней ограничено требованием согласования с экспери-

ментальными данными всех типов ядерных реакций для соответствующего ядра. Выбор коэффициентов проницаемости также связан с необходимостью удовлетворительно описывать парциальные сечения и сечения обратных реакций (согласно модельному подходу Хаузера - Фешбаха). Наиболее оптимальным является, на наш взгляд, использование плотности уровней и коэффициентов проницаемости из общепринятых модельных подходов и надежных баз данных параметров характеристик ядерных реакций, которые многократно проверены для многих типов ядерных реакций.

Согласно выше приведенным формулам нами были подобраны такие параметры дипольных радиационных силовых функций, при которых рассчитанные и экспериментально полученные сечения реакции ( $\gamma, xn$ ) согласовались наилучшим образом, при этом нами контролировалась согласованность результатов расчета других парциальных сечений с экспериментальными данными. Из примеров на рис. 3, 6 и 7 хорошо видно, что, кроме удовлетворительного описания реакции ( $\gamma, xn$ ), достаточно неплохо описываются и другие парциальные сечения. Такой комплексный подход к определению параметров характеристик ядерных реакций дает возможность не только достаточно аккуратно оценивать параметры ГДР, но и позволяет использовать фотоядерные реакции в качестве эффективного независимого инструмента для контроля и даже для детального анализа и выбора значений плотности уровней и коэффициентов проницаемости.

Например, исходя из того, что результаты расчета для сечения реакции ( $\gamma, 2n$ ) на ядре  $^{60}\text{Ni}$  (см. рис. 6, а) незначительно превышают значения экспериментальных данных [13], а расчет сечения реакции ( $\gamma, sn$ ) в области энергий выше 21 МэВ дает слегка заниженное значение (см. рис. 6, б) по отношению к экспериментальным данным [13], при удовлетворительном описании реакции ( $\gamma, xn$ ) можно предположить, что вероятность вылета второго нейтрона в расчетах немного завышена, что может быть обусловлено несоответствием коэффициентов пропускания. В результате поправка к величине сечения может составлять не более 2 - 4 мб для данного случая. Для проверки этого предположения необходимо детальное изучение всех доступных экспериментальных данных по различным ядерным реакциям протекающим на этом ядре и проведения расчетов с учетом всех возможных механизмов распада составного ядра.

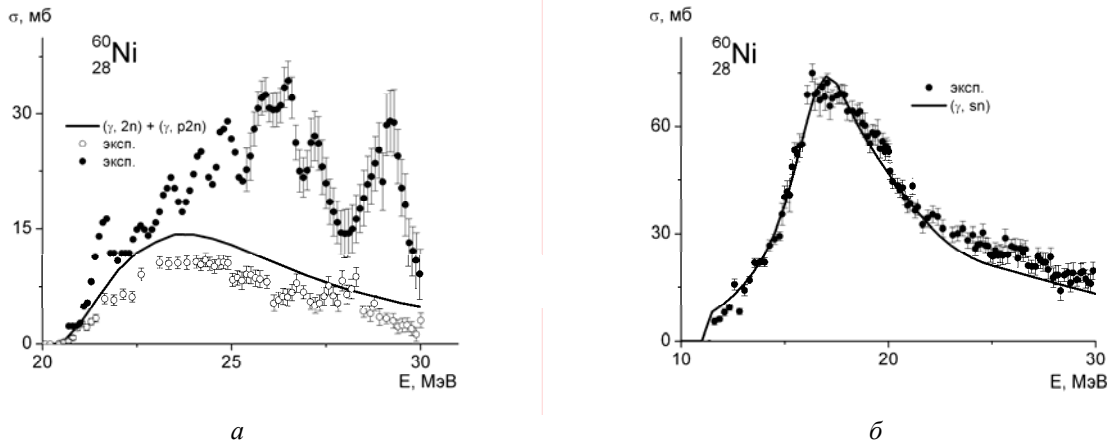


Рис. 6. Зависимость сечения реакций  $(\gamma, 2n)+(\gamma, p2n)$  (а) и  $(\gamma, sn)$  (б) от энергии для ядра  $^{60}\text{Ni}$ . Сплошная линия – расчет EMPIRE II с уточненными ГДР параметрами, кружки - экспериментальные данные [13,18].

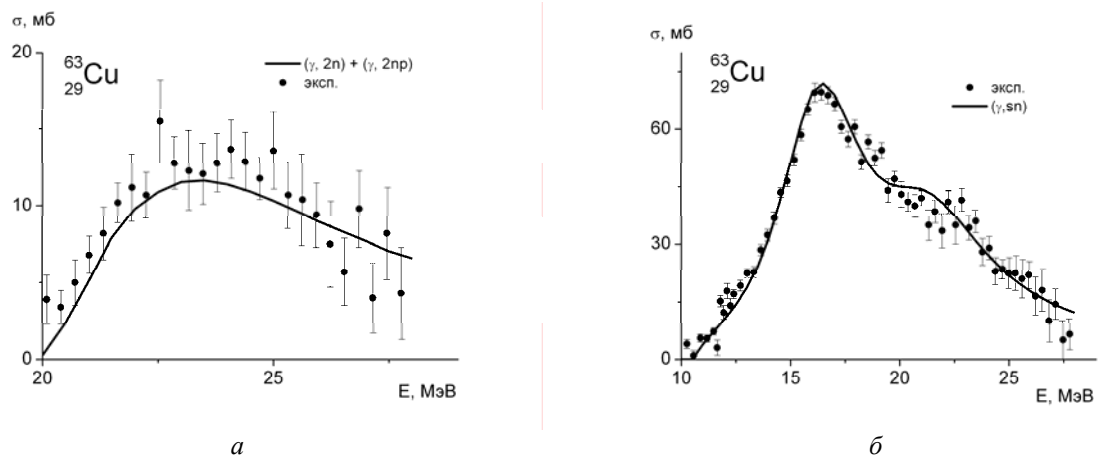


Рис. 7. Зависимость сечения реакций  $(\gamma, 2n) + (\gamma, 2np)$  (а) и  $(\gamma, sn)$  (б) от энергии для ядра  $^{63}\text{Cu}$ . Сплошная линия – расчет в EMPIRE II с уточненными ГДР параметрами, залитые кружки – экспериментальные данные [12].

### Выводы

Проведен сравнительный анализ рассчитанных с применением кода EMPIRE II и экспериментально измеренных сечений фотоядерных реакций для средних и тяжелых ядер. В результате проведенного исследования были выявлены значительные отклонения результатов расчетов от экспериментальных данных для ряда ядер. Такие расхождения связаны со значительными величинами сечений реакций с вылетом заряженных частиц для этих ядер.

В работе предложен способ определения параметров гигантского дипольного резонанса с учетом всех возможных выходных каналов распада компаунд-ядра в рамках статистической

модели Хаузера - Фешбаха. Для ядер  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{64}\text{Zn}$  были оценены ГДР параметры с учетом всех выходных каналов фотоядерных реакций. Использование этих параметров при расчете сечений фотоядерных реакций для этих ядер дает существенно лучшее согласие с экспериментальными данными. Рассмотренный в работе подход к получению параметров гигантского дипольного резонанса позволяет корректно извлекать ГДР параметры даже при отсутствии экспериментальных данных для парциальных сечений с вылетом заряженных частиц, при условии надежного расчета полной ширины распада компаунд-ядра и учета всех значимых механизмов ядерных реакций.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Chadwick M.B., Obložinsky P., Blokhin A.I. et al. IAEA-TECDOC-1178. Cross sections and spectra: Handbook on photonuclear data for applications. - IAEA, Vienna, 2000. - <http://www-nds.iaea.org/photonuclear/>
2. Herman M., Plujko V.A. Gamma-ray strength functions // Reference Input Parameter Library RIPL-2: Handbook for calculations of nuclear reaction data. - IAEA-TECDOC, 2002. - <http://www-nds.iaea.or.at/ripl2/>



3. *Dietrich S.S., Berman B.L.* Atlas of photoneutron cross section obtained with monoenergetic photons // Atomic Data and Nuclear Data Tables.- 1988. - Vol. 38. - P. 199 - 338.
4. *Berman B.L., Fultz S.C.* Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photons // Reviews of Modern Physics. - 1975. - Vol. 47, No. 3. - P. 713 - 761.
5. *Herman M., Oblozinsky P., Capote R. et al.* Recent Development of the Nuclear Reaction Model Code Empire // Proc. of International Conf. on Nuclear Data for Sci. and Technology "ND2004". Sept. 26 - Oct. 1, 2004. - Santa Fe (USA). - N.-Y., 2005. - AIP Conf. Proc. Vol. 769. - P. 1184 - 1187; <http://www.nndc.bnl.gov/empire219/manual.pdf>
6. <http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor00.htm>
7. *Plujko V.A.* A new closed-form thermodynamic approach for radiative strength functions // Acta. Phys. Pol. B. - 2000. - Vol. 31, No.2. - P. 435 - 441.
8. *Plujko V.A.* An investigation of interplay between dissipation mechanisms in heated Fermi systems by means of radiative strength functions // Nucl. Phys. B. - 1999. - Vol. A649. - P. 209 - 213.
9. *Chadwick M.B., Oblozinsky P., Hodgson P.E., Reffo G.* Pauli-blocking in the quasideuteron model of photoabsorption // Phys. Rev. - 1991. - Vol. C44. - P. 814 - 823.
10. *Carlos P., Beil H., Bergere R. et al.* A study of the photoneutron contribution to the giant dipole resonance of nuclei in the  $64 \leq A \leq 86$  mass region // Nucl. Phys. A. - Feb. - 1976. - Vol. 258, No. 2. - P. 365 - 387.
11. *Lepretre A., Beil H., Bergere R. et al.* A study of the giant dipole resonance in doubly even tellurium and cerium isotopes // Nucl. Phys. A. - Feb 1976. - Vol. 258, No. 2. - P. 350 - 364.
12. *Fultz S.C., Bramlett R.L., Caldwell J.T., Harvey R.R.* Photoneutron cross sections for natural Cu,  $^{63}\text{Cu}$  and  $^{65}\text{Cu}$ . // Phys. Rev. B. - 1964. - Vol. 133, No. 5B. - P. 1149 - 1154.
13. *Fultz S.C., Alvarez R.A., Berman B.L., Meyer P.* Photoneutron cross sections of  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{60}\text{Ni}$  // Phys. Rev. C.- 1974. - Vol. 10, No. 5. - P. 608 - 619.
14. *Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C.* TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling // Proc. of International Conf. on Nuclear Data for Sci. and Technology "ND2004". Sept. 26 - Oct. 1, 2004. - Santa Fe (USA). - N.-Y., 2005. - AIP Conf. Proc. Vol. 769. - P. 1154 - 1159.
15. *Varlamov V.V., Efimkin N.G., Ishkhanov B.S. et al.* The  $^{63,65}\text{Cu}_{\text{Nat}}$ , ( $\gamma$ , np) reaction cross sections in the Giant Dipole Resonance region // Вop. At. Nauki i Tekhn., Ser. Yadernye Konstanty. 1994. - Vol. 2. - P. 3.
16. *Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Пискарев И.М., Шевченко В.Г.* // Ядерная физика. - 1970. - Т. 11(3). - С. 485.
17. *Варламов В.В., Степанов М.Е., Чесноков В.В.* Новые данные о сечениях реакции фотопоглощения // Изв. РАН. Сер. физ. - 2003. - Т. 67, № 5. - С. 656 - 663.
18. *Горячев Б.И., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др.* // Ядерная физика. - 1970. - Т. 11(2). - С. 252.
19. *Варламов В.В., Ефимкин Н.Г., Ишханов Б.С. и др.* Оценка сечений реакций  $^{63,65}\text{Cu}(\gamma, np)$  и  $^{63,65}\text{Cu}(\gamma, p)$  в области ГДР и изоспиновое расщепление ГДР ядер меди // Изв. РАН. Сер. физ. - 1995. - Т. 59, № 5. - С. 223 - 232.

### ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ГІГАНТСЬКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСУ З УРАХУВАННЯМ УСІХ ВИХІДНИХ КАНАЛІВ ФОТОЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ

О. А. Безшийко, Л. О. Голінка-Безшийко, І. М. Каденко, О. О. Кочергіна, О. С. Шашко

Розглядається внесок різних вихідних каналів фотоядерних реакцій при визначенні параметрів гігантського дипольного резонансу (ГДР). Показано, що канали з вильотом заряджених частинок для деяких ядер відіграють помітну роль. Параметри ГДР для ядер  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{63}\text{Cu}$  та  $^{64}\text{Zn}$  оцінено з урахуванням усіх каналів розпаду складеного ядра. Для проведення розрахунків використовувався код EMPIRE II.

### CALCULATION OF GIANT DIPOLE RESONANCE PARAMETERS WITH USING OF ALL EXIT CHANNELS OF PHOTONUCLEAR REACTIONS

O. A. Bezshyyko, L. O. Golinka-Bezshyyko, I. M. Kadenko, O. O. Kochergina, O. S. Shashko

Contribution of various photonuclear reactions channels to obtain Giant Dipole Resonance (GDR) parameters is considered. It is shown that exit channels with emission of charged particles are very important for some nuclei. GDR parameters for nuclei  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{63}\text{Cu}$  and  $^{64}\text{Zn}$  are evaluated taking into account all channels for compound nucleus decay. EMPIRE II code has been used for calculations.

Поступила в редакцію 12.07.07,  
после доработки – 25.12.07.