

# ПРЯМЫЕ + ПОЛУПРЯМЫЕ $E1$ ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ: ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

*Б. А. Тулунов*<sup>1, \*</sup>, *М. Г. Урин*<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт ядерных исследований РАН, Москва

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

Частично-дырочная дисперсионная оптическая модель применена к совместному описанию  $E1$  фотопоглощения и прямых + полупрямых фотонейтронных реакций, сопровождающихся возбуждением гигантского дипольного резонанса. На этой основе получена количественная оценка парциальных и полной вероятностей прямого од-нейтронного распада этого резонанса в ряде среднетяжелых ядер с заполненными нейтронными оболочками. Результаты расчетов сравниваются с соответствующими экспериментальными данными.

The particle–hole dispersive optical model is implemented to describe together  $E1$  photoabsorption and direct + semidirect photoneutron reactions accompanied by excitation of the giant dipole resonance. Being based on this description, a quantitative estimation of the partial and total branching ratios for direct one-neutron decay of the mentioned giant resonance in a few medium-heavy neutron-closed-shell nuclei is obtained. Calculation results are compared with corresponding experimental data.

PACS: 25.20.-x; 24.30.-v; 24.30.Cz

## ВВЕДЕНИЕ

Наряду с фотопоглощением так называемые прямые + полупрямые (ППП) фотонейтронные реакции широко используются для экспериментальных и теоретических исследований свойств изовекторного (в нейтральном канале) гигантского дипольного резонанса (ГДР). Такие исследования позволяют получать информацию о структуре и механизмах распада ГДР. В данной работе мы применили обладающую рядом уникальных возможностей частично-дырочную дисперсионную оптическую модель (ЧДДОМ) [1, 2] к описанию

---

\*E-mail: boris.tulupov@mail.ru

упомянутых простейших фотоядерных реакций, а также парциальных вероятностей прямого однонейтронного распада ГДР в ряде среднетяжелых ядер с заполненными нейтронными оболочками. Указанные вероятности, отвечающие заселению однодырочных состояний ядра-продукта, определяются отношением проинтегрированных по области ГДР минус-первых моментов соответствующих парциальных сечений  $E1$  ППП ( $\gamma, n$ )-реакций и  $E1$  фотопоглощения. Если область интегрирования ограничена порогом двухнейтронной эмиссии, то можно считать, что полная вероятность прямого однонейтронного распада ГДР определяет также вероятность статистического однонейтронного распада (в этом случае сумма указанных вероятностей близка к единице). В описании сечений рассматриваемых реакций в рамках ЧДДОМ мы следуем методам работы [3]. Новыми элементами анализа являются уточнение в соответствии с [4] описания парциальных амплитуд ППП ( $\gamma, n$ )- и ( $n, \gamma$ )-реакций, а также расширение числа ядер, для которых анализируется прямой однонейтронный распад ГДР. Эта часть исследований мотивирована возможностью сравнения полной вероятности прямого однонейтронного распада ГДР, полученной из анализа сечения  $^{48}\text{Ca}(e, e'n)$ -реакции [5], с соответствующей расчетной величиной. Некоторые результаты представленной работы приведены в [6].

В разд. 1 кратко описана расчетная схема. Базовые элементы и выбор параметров модели даны в разд. 2 вместе с результатами расчетов и сравнением их с соответствующими экспериментальными данными. Окончательные замечания содержатся в заключении.

## 1. РАСЧЕТНАЯ СХЕМА

ЧДДОМ представляет собой микроскопически обоснованное обобщение стандартной [7] и нестандартной [8] версий континуумного приближения случайной фазы (кПСФ) на случай феноменологического (и в среднем по энергии) описания фрагментационного эффекта, т. е. эффекта связи частично-дырочных состояний с многоквaziчастичными конфигурациями. По этой причине базовые соотношения ЧДДОМ и кПСФ подобны. Основное отличие состоит в использовании «свободного» частично-дырочного пропагатора в расчетах усредненных по энергии силовых функций, а также определяемых эффективным оптико-модельным потенциалом континуумных волновых функций в расчетах амплитуд индуцированных внешним одночастичным полем ППП реакций [1–4]. Указанные величины рассчитываются с учетом фрагментационного эффекта в терминах феноменологического, усредненного по энергии и определенным образом параметризованного частично-дырочного массового оператора. Мнимая часть этой величины определяет действительную с помощью некоторого дисперсионного соотношения [1, 2, 9].

Для среднетяжелых ядер, имеющих относительно небольшой нейтронный избыток ( $1 \ll (N-Z) \ll A$ ), сечение  $E1$  фотопоглощения  $\sigma_{a,E1}(\omega)$  ( $\omega$  — энергия  $\gamma$ -кванта) определяется энергетически взвешенной изовекторной дипольной силовой функцией  $S_1^{(-)}(\omega)$ , отвечающей одночастичному внешнему полю  $V_{0,1}^{(-)} = rY_{1M}$  (здесь и далее мы используем обозначения из [3, 4]):

$$\sigma_{a,E1}(\omega) = C\omega S_1^{(-)}(\omega), \quad (1)$$

$$S_1^{(-)}(\omega) = -\frac{1}{2\pi} \text{Im} \int r A_1(r, r', \omega) V_1^{(-)}(r', \omega) dr dr'.$$

Здесь  $C = (16\pi^3/3)(e^2/\hbar c)$ ,  $(rr')^{-2}A_1(r, r', \omega)$  — радиальная часть «свободного» частично-дырочного пропагатора в нейтральном канале с угловым моментом  $L = 1$ ;  $V_1^{(-)}(r, \omega)$  — радиальная часть эффективного поля, отвечающего указанному внешнему полю и удовлетворяющего интегральному уравнению, которое содержит взаимодействие в соответствующем частично-дырочном канале и пропагатор  $A_1$  [3]. Дифференциальное и полное сечения парциальной ППП  $E1$  ( $\gamma, n$ )-реакции, отвечающей заселению однодырочного состояния  $\mu^{-1}$  в ядре-продукте, определяются соответствующими амплитудами:

$$\frac{d\sigma_{\mu,E1}(\omega, \theta_n)}{d\Omega_n} = \frac{1}{4\pi} \sigma_{\mu,E1}(\omega) (1 + a_{2,\mu}(\omega) P_2(\cos \theta_n)), \quad (2)$$

$$\sigma_{\mu,E1}(\omega) = C\omega \sum_{(\lambda)} |M_{1,\mu(\lambda)}(\omega)|^2 \equiv C\omega S_{1,\mu}^{\uparrow}(\omega), \quad (3)$$

где параметр анизотропии  $a_{2,\mu}(\omega)$  является некоторой билинейной комбинацией амплитуд реакций [3], выражения для которых можно представить в следующем виде [4]:

$$M_{1,\mu(\lambda)}(\omega) = \frac{1}{2} n_{\mu}^{1/2} t_{(\lambda)(\mu)}^{(7)} \left[ \int \chi_{\varepsilon(\lambda)}^{(-)*}(r) V^{(-)}(r, \omega) \chi_{\mu}(r) dr \times \right. \\ \left. \times \int \chi_{\mu}(r') V^{(-)*}(r', \omega) \chi_{\varepsilon(\lambda)}^{(+)}(r') dr' \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Здесь  $\mu$  — совокупность квантовых чисел  $(n_r, j, l)_{\mu}$  связанного состояния нейтрона с радиальной волновой функцией  $r^{-1}\chi_{\mu}(r)$ ;  $(\lambda) = (jl)_{\lambda}$  — квантовые числа континуумного состояния нейтрона с энергией  $\varepsilon = \varepsilon_{\mu} + \omega$ ;  $\sqrt{3} t_{(\lambda)(\mu)}^{(1)} = \langle (\lambda) || Y_1 || (\mu) \rangle$  — приведенный матричный элемент;  $n_{\mu} = N_{\mu} / (2j_{\mu} + 1)$  — число заполнения ( $N_{\mu}$  — число нейтронов, заполняющих уровень  $\mu$ );  $r^{-1}\chi_{\varepsilon(\lambda)}^{(\pm)}(r)$  — радиальные волновые функции нейтрона в континууме, определяемые эффективным оптико-модельным потенциалом. В отсутствие фрагментационного эффекта, т.е. в рамках кПСФ, эти функции нормированы

на  $\delta$ -функцию от энергии. Отметим, что амплитуду  $M_{1,\mu(\lambda)}$  можно представить в виде

$$M_{1,\mu(\lambda)} = e^{i\xi\lambda} |M_{1,\mu(\lambda)}|, \quad (5)$$

где  $\xi_\lambda$  — действительная часть оптико-модельной фазы рассеяния, определяемой асимптотикой упомянутых континуумных волновых функций.

В случае радиационного захвата нейтрона ядром с заполненными нейтронными оболочками парциальное сечение ППП  $E1(n, \gamma)$ -реакции, сопровождающейся заселением однеитронного состояния  $\mu^1$  в ядре-продукте, выражается через сечение (2) в соответствии с принципом детального равновесия:

$$\frac{d\sigma_{\mu,E1}(\omega, \theta_\gamma)}{d\Omega_\gamma} = \frac{\omega^2}{2mc^2\varepsilon} \frac{d\sigma_{\mu,E1}(\omega, \theta_n)}{d\Omega_n}. \quad (6)$$

Здесь  $\omega = \varepsilon - \varepsilon_\mu$ ,  $m$  — масса нуклона, а сечение (2) вычисляется для ядра с полностью заполненным уровнем  $\mu$ .

Парциальную вероятность (branching ratio) прямого однеитронного распада ГДР, возбуждаемого в ядре с заполненными нейтронными оболочками,  $b_{\mu,E1}(\delta)$  можно определить с помощью силовых функций (1), (3):

$$b_{\mu,E1}(\delta) = \frac{\int_{(\delta)} S_{\mu,1}^\dagger d\omega}{\int_{(\delta)} S_1(\omega) d\omega}, \quad (7)$$

где  $\delta$  — энергетический интервал, включающий ГДР. Если этот интервал ограничен порогом двухнейтронной эмиссии, то полная вероятность прямого однеитронного распада  $b_{E1}^{\text{tot}} = \sum_{\mu} b_{\mu,E1}$  определяет также вероятность статистического однеитронного, поскольку в этом случае сумма указанных вероятностей близка к единице.

## 2. БАЗОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ МОДЕЛИ. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В текущих приложениях ЧДДОМ используются следующие базовые элементы [3, 10]: 1) феноменологическое взаимодействие в канале частица–дырка для описания длинноволновых корреляций; 2) частично согласованное с этим взаимодействием феноменологическое среднее поле для описания частично-дырочных конфигураций, включая одночастичный континуум; 3) мнимая часть интенсивности усредненного по энергии и определенным образом параметризованного частично-дырочного массового оператора, «ответственного» за фрагментационный эффект. В описании рассмотренных выше фотоядерных реакций использованы: 1) изовекторная часть сил Ландау–Мигдала с безразмерной интенсивностью  $f'$  и изовекторная часть сепарабельных «скоростных» сил с безразмерной интенсивностью  $k'_1$  [3]; 2) феноменологическое среднее поле вудс-саксоновского типа для изоскалярной

части, которое включает также пропорциональный потенциал симметрии  $f'$  и среднее кулоновское поле, вычисленные самосогласованно [3, 11]; 3) трехпараметрическая энергетическая зависимость интенсивности мнимой части усредненного по энергии массового оператора  $W(\omega)$  [3, 10].

Силовые и геометрические параметры среднего поля,  $(U_0, U_{ls}, f')$  и  $(r_0, a)$  соответственно, найдены из описания наблюдаемого одноквазичастичного спектра в материнских ядрах  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{132}\text{Sn}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ . Для остальных ядер эти параметры определяются с помощью простой интерполяционной процедуры. Величины параметров для ядер, рассмотренных в данной работе, приведены в табл. 1.

Таблица 1. Используемые в расчетах параметры среднего поля. Для рассматриваемых ядер параметр  $r_0$  выбран равным 1,21 фм

Параметр	$^{48}\text{Ca}$	$^{90}\text{Zr}$	$^{140}\text{Ce}$	$^{208}\text{Pb}$
$U_0$ , МэВ	54,61	55,21	55,82	56,39
$f'$	1,16	1,05	0,98	0,98
$U_{ls}$ , МэВ · фм <sup>2</sup>	32,20	31,88	32,09	33,35
$\alpha$ , фм	0,60	0,61	0,62	0,63

Из трех параметров в энергетической зависимости интенсивности массового оператора  $W(\omega)$  параметр «щели»  $\Delta = 3$  МэВ и параметр «насыщения»  $B = 7$  МэВ выбраны универсальными величинами, тогда как силовой параметр  $\alpha$  (МэВ<sup>-1</sup>) вместе с интенсивностью «скоростных» сил  $k'_1$  являются подгоночными величинами. Для рассмотренных в работе ядер эти величины выбраны из условия наилучшего описания в рамках ЧДДОМ (соотношения (1)) наблюдаемого сечения  $E1$  фотопоглощения в области ГДР. В этом случае парциальные сечения ППП  $E1$  фотонейтронных реакций и, следовательно, вероятностей прямого однейтронного распада ГДР вычисляются без использования свободных параметров.

Качество описания сечения  $\sigma_{a,E1}(\omega)$  в области ГДР для рассмотренных в работе ядер видно на рис. 1. Приведенные экспериментальные сечения взяты из работ [12] ( $^{48}\text{Ca}$ ), [13] ( $^{90}\text{Zr}$  и  $^{140}\text{Ce}$ ), [14] ( $^{208}\text{Pb}$ ). Величины подгоночных параметров приведены в табл. 2.

Парциальные дифференциальные (при  $90^\circ$ ) сечения ППП  $E1$  ( $n, \gamma$ )-реакции на ядрах  $^{140}\text{Ce}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , вычисленные согласно (2)–(6), приведены на рис. 2 и 3 в сравнении с соответствующими экспериментальными данными. На рис. 2, а показано полное сечение.

Имея в виду использование весьма «экономной» расчетной схемы, приведенные на рис. 1–3 результаты можно признать удовлетворительными.

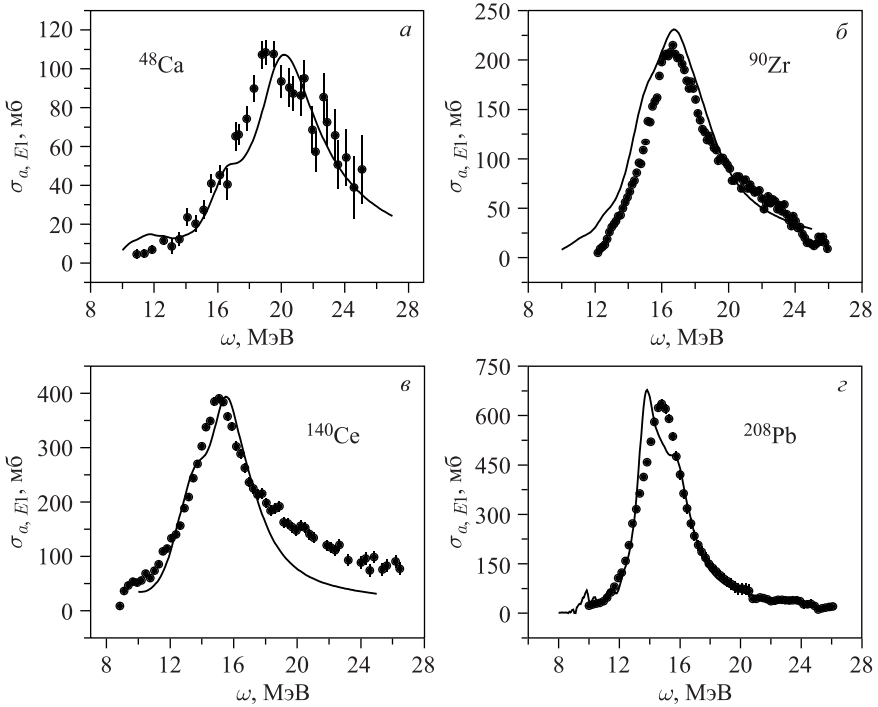


Рис. 1. Сечения  $E1$  фотопоглощения, вычисленные в рамках ЧДДОМ в области ГДР, возбуждаемого в ядрах  $^{48}\text{Ca}$  (а),  $^{90}\text{Zr}$  (б),  $^{140}\text{Ce}$  (в) и  $^{208}\text{Pb}$  (г) (сплошные линии)

Таблица 2. Величины подгоночных параметров, определяющих интенсивности минимой части среднего массового оператора и изовекторной части «скоростных» сил

Параметр	$^{48}\text{Ca}$	$^{90}\text{Zr}$	$^{140}\text{Ce}$	$^{208}\text{Pb}$
$\alpha$ , $\text{МэВ}^{-1}$	0,10	0,12	0,10	0,08
$k'_1$	0,27	0,15	0,13	0,17

Обратимся к ППП  $E1$  ( $\gamma, n$ )-реакции в области ГДР. Парциальные и полные сечения этой реакции в ядре  $^{48}\text{Ca}$ , вычисленные в рамках ЧДДОМ согласно соотношениям (3), (4), приведены на рис. 4.

Представленные результаты позволяют получить согласно (7) количественную оценку парциальных и полной вероятностей прямого однейтронного распада ГДР в этом ядре (табл. 3 и 4). Результаты табл. 3 получены для двух энергетических интервалов, причем меньший отвечает порогу двухнейтронной эмиссии. В табл. 4 также представлены расчетные значения полной

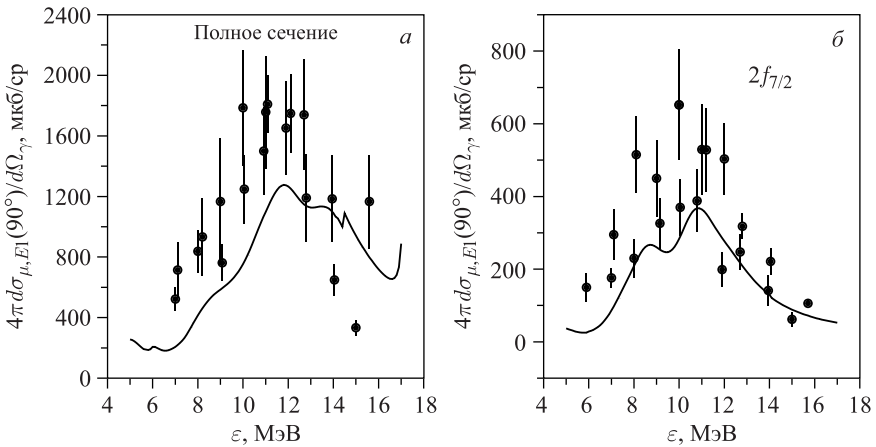


Рис. 2. Расчетные полное (а) и частичное (б) дифференциальные сечения ППП E1  $^{140}\text{Ce}(n, \gamma)$ -реакции в сравнении с экспериментальными данными работы [12]

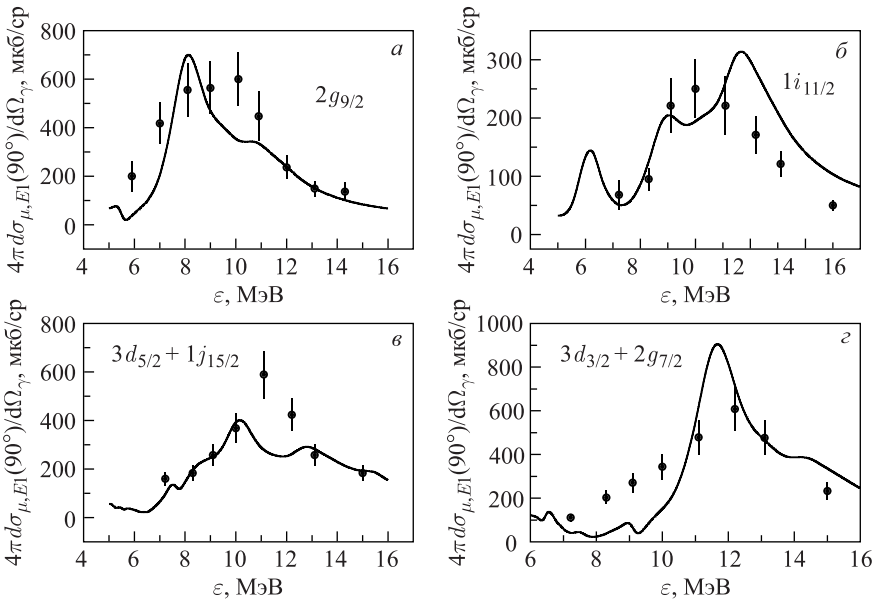


Рис. 3. Расчетные частичные дифференциальные сечения ППП E1  $^{208}\text{Pb}(n, \gamma)$ -реакции в сравнении с экспериментальными данными работы [13]

вероятности прямого однонейтронного распада ГДР в ядрах  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{140}\text{Ce}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Как следует из приведенных в табл.4 данных, полная вероятность однонейтронного распада ГДР уменьшается с увеличением массового числа.

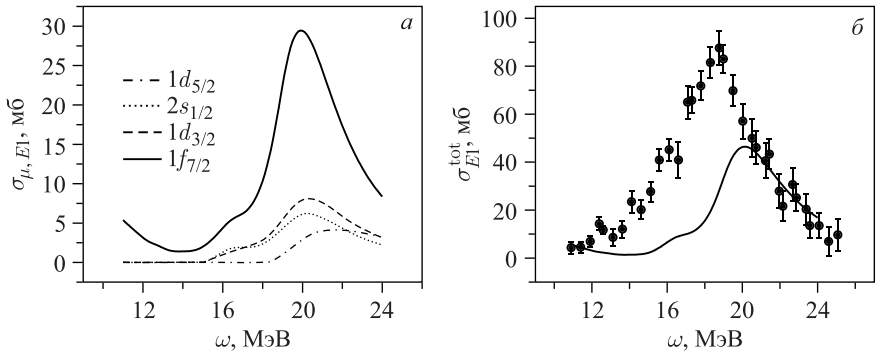


Рис. 4. а) Расчетные парциальные сечения ППП  $E1$   $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)$ -реакции; б) расчетное полное сечение ППП  $E1$   $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)$ -реакции в сравнении с экспериментальным сечением  $^{48}\text{Ca}(\gamma, 1n)$ -реакции [12]

Таблица 3. Расчетные парциальные вероятности прямого однеитронного распада ГДР в ядре  $^{48}\text{Ca}$

$\mu$	$b_{\mu, E1}^{(n)}(\delta), \%$	
	$\delta = 11-21$ МэВ	$\delta = 11-25$ МэВ
$1d_{5/2}$	1,2	2,8
$2s_{1/2}$	4,1	4,6
$1d_{3/2}$	4,9	5,9
$1f_{7/2}$	21,2	22,0

Таблица 4. Полные вероятности прямого однеитронного распада ГДР, вычисленные в рамках ЧДДОМ для ряда ядер с заполненными нейтронными оболочками

Параметр	$^{48}\text{Ca}$ ( $\delta = 11-25$ МэВ)	$^{90}\text{Zr}$ ( $\delta = 10-22$ МэВ)	$^{140}\text{Ce}$ ( $\delta = 7-16$ МэВ)	$^{208}\text{Pb}$ ( $\delta = 7-16$ МэВ)
$b_{E1}^{(n), tot}, \%$	35,3	7,8	7,5	11,0

Причина этого состоит в уменьшении энергии резонанса с ростом  $A$  и происходящем вследствие этого уменьшении проницаемости центробежного барьера для вылета «прямых» нейтронов. В то же время величина интенсивности мнимой части среднего массового оператора при энергии ГДР изменяется незначительно. Как отмечено во введении, единственный экспериментальный результат относительно полной вероятности прямого однеитронного распада ГДР приведен в [5], где величина  $b_{tot}^{E1} = (39 \pm 5) \%$  ( $\delta = 11-25$  МэВ) получена из анализа  $^{48}\text{Ca}(e, e'n)$ -реакции. С этим результатом удовлетворительно согласуется соответствующая расчетная величина (табл. 4), а на рис. 4



виден заметный вклад прямого распада в полную вероятность однеитронного распада ГДР в ядре  $^{48}\text{Ca}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы применили сформулированную недавно частично-дырочную дисперсионную оптическую модель к полумикроскопическому описанию прямых + полупрямых фотонейтронных реакций с возбуждением гигантского дипольного резонанса в среднетяжелых ядрах с заполненными нейтронными оболочками. В таком анализе отсутствуют специфические подгруппочные параметры. Получено удовлетворительное описание экспериментальных данных относительно парциальных и полного сечений прямого + полупрямого радиационного захвата нейтронов, а также полной вероятности прямого однеитронного распада указанного резонанса в ядре  $^{48}\text{Ca}$ . Дальнейшее развитие подхода возможно на пути использования продвинутых версий среднего поля и взаимодействия в канале частица–дырка (в особенности «скоростных» сил).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-0060) и частичной поддержке Минобрнауки России в рамках Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (проект № 02.А03.21.0005 от 27.08.2013) (М. Г. У.).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Urin M. H.* Damping of High-Energy Particle–Hole-Type Nuclear Excitations: A Semi-microscopic Model // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 87. P. 044330.
2. *Urin M. H.* Damping Simple Modes of High-Energy Nuclear Excitations: Dispersive Optical Models and Their Implementations // *EPJ Web of Conf.* 2018. V. 182. P. 02125.
3. *Tulupov B. A., Urin M. H.* Description of the Simplest Photonuclear Reactions within the Particle–Hole Dispersive Optical Model // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 90. P. 034613.
4. *Gorelik M. L., Shlomo S., Tulupov B. A., Urin M. H.* On Unitarity of the Particle–Hole Dispersive Optical Model // *Nucl. Phys. A.* 2018. V. 970. P. 353.
5. *Strauch S., von Neumann-Cosel P., Richter A., Rangacharyulu C., Schrieder G., Schweda K., Wambach J.* Giant Resonances in the Doubly Magic Nucleus  $^{48}\text{Ca}$  from the  $(e, e'n)$  Reaction // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 85. P. 2913.
6. *Tulupov B. A., Urin M. H.* On Direct One-Neutron Decay of the Giant Dipole Resonance // *EPJ Web of Conf.* 2018. V. 194. P. 04003.
7. *Shlomo S., Bertsch G.* Nuclear Response in the Continuum // *Nucl. Phys. A.* 1975. V. 243. P. 507.
8. *Urin M. H.* Direct-Decay Properties of Giant Resonances // *Nucl. Phys. A.* 2008. V. 811. P. 107.

9. Тулунов Б. А., Урин М. Г. Фрагментационный сдвиг энергии гигантских ядерных резонансов // ЯФ. 2009. Т. 72. С. 780.
10. Gorelik M. L., Shlomo S., Tulupov B. A., Urin M. H. Investigation of the Energy-Averaged Double Transition Density of Isoscalar Monopole Excitations in Medium-Heavy Mass Spherical Nuclei // Nucl. Phys. A. 2016. V. 955. P. 116.
11. Коломийцев Г. В., Игашев С. Ю., Урин М. Г. Об оптико-модельном описании релаксации глубоких дырочных состояний в среднетяжелых сферических ядрах // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 1164.
12. O'Keefe G. J., Thompson M. N., Assafiri Y. I., Pywell R. E. The Photonuclear Cross Sections of  $^{48}\text{Ca}$  // Nucl. Phys. A. 1987. V. 469. P. 239.
13. Бобошин И. и др. CDFE Nuclear Data Bases. <http://depni.npi.msu.ru/cdf>.
14. Veysiere A., Beil H., Bergre R., Carlos P., Lepretre A. Photoneutron Cross Sections of  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{197}\text{Au}$  // Nucl. Phys. A. 1970. V. 159. P. 561.
15. Bergqvist I., Palsson B., Nilsson L., Lindholm A., Drake D. M., Arthur E., Daniels D. K., Vargese P. Radiative Capture of Fast Neutrons by  $^{89}\text{Y}$  and  $^{140}\text{Ce}$  // Nucl. Phys. A. 1978. V. 295. P. 256.
16. Bergqvist I., Drake D. M., McDaniels D. K. Radiative Capture of Energetic Neutrons by  $^{208}\text{Pb}$  // Nucl. Phys. A. 1972. V. 191. P. 641.