

ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА СРЕДНЕТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Г.О. ОГАНЕСЯН^{1*}, Т.М. БАХШИЯН², Г.В. МАРТИРОСЯН¹

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван, Армения

*e-mail: hov_gohar@ysu.am

(Поступила в редакцию 1 июля 2022 г.)

В статье рассмотрены (γ, n) и (γ, p) реакции на ядрах $^{46,48,50}\text{Ti}$, $^{58,60}\text{Ni}$ и ^{48}Ca в области энергий гигантского дипольного резонанса. Проведены расчеты на основе кода TALYS 1.95 и сравнены с экспериментальными данными, существующими в литературе. Исследование выявило определенные расхождения в описании фотопротонных реакций. Расхождение увеличивается с ростом числа нейтронов мишеней. Для лучшего описания сечений этих реакций необходим учет изоспинового расщепления ГДР при расчетах.

1. Введение

В сечениях поглощения γ -квантов ядрами в диапазоне энергий от нескольких МэВ до нескольких десятков МэВ наблюдается широкий максимум, называемый гигантским дипольным резонансом (ГДР). Положение максимума зависит от массового числа ядра. Для средних и тяжелых ядер это максимум с амплитудой в несколько десятков или сотен миллибарн при энергиях 14–20 МэВ и шириной 4–8 МэВ [1,2].

Обсуждение природы ГДР в различных теориях основывается на различных концепциях. В феноменологическом рассмотрении в рамках капельной модели ГДР является коллективным возбуждением, являющимся следствием скоррелированного движения большого числа нуклонов, которое можно представить в виде колебаний двух несжимаемых взаимопроникающих жидкостей (протонной и нейтронной) [3].

Описание коллективных возбуждений ядра методами микроскопических теорий является одной из важнейших задач ядерной физики. В микроскопических теориях высоковозбужденные коллективные состояния описываются когерентной суммой состояний типа «частица-дырка».

Микроскопическое описание ГДР предполагает, что нуклоны движутся в среднем согласованном потенциале. Последовательность энергетических уровней формирует ядерные оболочки. В теории среднего поля и оболочечной модели ГДР формируется вследствие независимых оболочечных переходов [4].

Экспериментальное исследование свойств ГДР играет большую роль при

формировании теоретических представлений и развитии различных моделей. Считается, что фотонные пучки имеют определенные преимущества для исследования структуры ядра и свойств ГДР поскольку электромагнитные взаимодействия хорошо изучены, являются относительно слабыми по сравнению с ядерными, и, следовательно, фотоны приносят в ядро относительно малые нарушения и наиболее подходящие для исследования структуры ядра. Однако, монохроматические пучки γ -излучения трудно доступны. Монохроматические пучки с различными энергиями можно получить используя комптон-эффект на покоящемся и движущемся электроны [5]. Квазимонохроматические пучки получают, например, при аннигиляции позитронов на лету в мишенях с малым Z , таких, как литий или бериллий [6]. Однако подавляющее большинство фотоядерных данных получено при использовании тормозного излучения. Пучки тормозных фотонов получают при помощи электронных ускорителей. При торможении ускоренных электронов в мишенях из материалов с большим атомным номером (вольфрам, тантал) генерируется поток γ -излучения. Тормозное излучение имеет непрерывный спектр, максимальная энергия которого равна кинетической энергии ускоренных электронов.

Несмотря на большое количество теоретических и экспериментальных работ единое детальное теоретическое описание ГДР для всех типов ядер остается проблемой не до конца решенной. В связи с этим многие существующие расчетные коды (TALYS, EMPIRE, ALICE, GNASH, UNF) включают в себя различные модификации как феноменологических, так и микроскопических моделей.

В данной работе проведены расчеты с использованием кода TALYS 1.95 [7] и получены функции возбуждения фотоядерных реакций для среднетяжелых ядер. Сравнение с экспериментальными данными позволило установить некоторые закономерности в расхождениях экспериментальных и расчетных данных.

2. Моделирование ядерных реакций

Код TALYS [8] позволяет делать расчеты для реакций с участием нейтронов, протонов, дейтронов, тритонов, альфа- и гамма-квантов в области энергий до 1 ГэВ и рассчитывать полные и парциальные сечения реакций, энергетические спектры и угловые распределения, а также двойные дифференциальные спектры продуктов реакций. Код является совокупностью различных моделей и в зависимости от поставленной задачи для расчетов выбирается та или иная модель. При необходимости можно варьировать модели [9]. Код дает возможность рассчитывать сечения конкретных реакций с выходом продукта как в основном, так и в изомерном состоянии [10]. Информация о природе основного и возбужденных состояний ядра, плотности уровней, оптических потенциалах, а также другие необходимые характеристики берутся из базы данных RIPL-3 (Reference Input Parameter Library) [11].

При моделировании ядерных реакций с участием гамма-квантов используется понятие радиационной силовой функции (РСФ) [12]. Понятие РСФ было введено для описания средних вероятностей гамма-переходов различных

мультиплетностей с высоковозбужденных состояний в широкой области энергий вблизи энергии отделения нейтронов [13]. Эта величина необходима для расчета всех характеристик радиационных процессов в ядрах. Для E1-переходов предполагается, что вероятность γ -переходов определяется гигантским дипольным резонансом. При этом зависимость от энергии дается формулой Лоренца. При феноменологическом подходе для описания РСФ используются различные модификации лоренцевой кривой [12]. Однако, для большинства нестабильных ядер подгонка феноменологических параметров ГДР невозможна. Поэтому в коды для моделирования ядерных взаимодействий, в том числе в TALYS 1.95, включают различные микроскопические теории, способные предсказать характеристики всех ядер. Наиболее перспективными являются подходы, основанные на использовании сил Скимма для расчетов самосогласованного поля ядра методом Хартри-Фока-Боголюбова [12].

3. Обсуждение результатов

Сечения фотопротонных и фотонейтронных реакций на изотопах титана $^{46,48,50}\text{Ti}$ приведены на Рис.1,2. Результаты расчетов с использованием кода TALYS 1.95 (кривые) сравниваются с экспериментальными данными (точки) из опубликованных работ [14,15]. Расчеты проведены с использованием двух различных моделей для РСФ: феноменологической модели, описывающей РСФ стандартной лоренцевой кривой (модель SLO) и микроскопической модели, основанной на методе Хартри-Фока-Боголюбова (модель HFB) [11,12].

Природный титан содержит 5 стабильных изотопов (^{46}Ti (8.0%), ^{47}Ti (7.3%), ^{48}Ti (73.8%), ^{49}Ti (5.5%), ^{50}Ti (5.4%)). В результате (γ, n) реакции на всех изотопах титана, кроме ^{46}Ti , не приводят к образованию радиоактивных изотопов и, следовательно, активационный анализ не возможен. Для сравнения с расчетами мы использовали данные по реакциям $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, pn) + \dots$ для реакций $^{48,50}\text{Ti}(\gamma, n)$ [14,16].

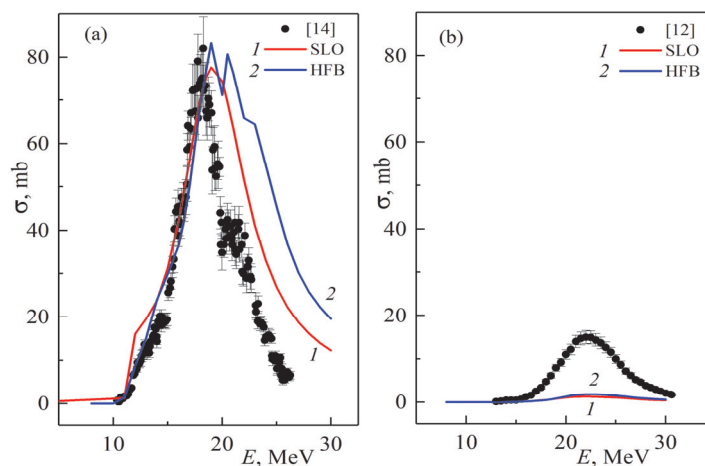


Рис.1. Сечения реакций (a) – (γ, n) и (b) – (γ, p) на ядре ^{50}Ti .

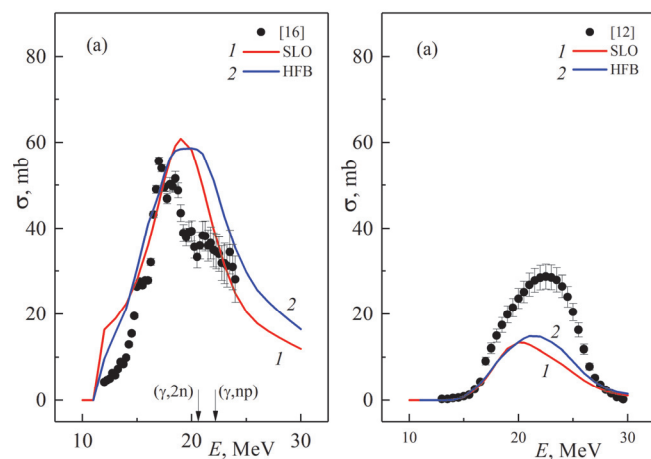


Рис.2. Сечения реакций (а) – $(\gamma,n) + (\gamma,np) + (\gamma,2n)$ и (б) – (γ,p) на ядре ^{48}Ti .

В случае (γ,n) реакций для четно-четных изотопов титана $^{46,48,50}\text{Ti}$ согласие расчетных данных с экспериментальными удовлетворительное (рис.1–3). Величины максимумов распределений хорошо совпадают (максимальное расхождение для ^{48}Ti составляет 20%). Ширина распределения, полученных с использованием HFB модели для реакции на ^{50}Ti превосходит экспериментальную.

В случае (γ,p) реакций в экспериментальных и рассчитанных при помощи TALYS 1.95 функциях возбуждения наблюдаются значительные расхождения (рис.1,2). Расчеты по двум моделям (SLO и HFB) дают схожие результаты. Расхождение, наибольшее для мишени ^{50}Ti (сечения на максимуме распределения отличаются в 11–12 раз), уменьшается для мишени ^{48}Ti (сечения на максимуме распределения отличаются примерно в 2 раза) и нивелируется для мишени ^{46}Ti (отличие сечений на максимуме распределения $\sim 4\%$).

Причина расхождений может быть связана с изоспиновым расщеплением ГДР. В ядрах с $N \neq Z$ при поглощении дипольных электрических γ -квантов возбуждаются состояния с двумя изоспинами: $T_- = T_0$ и $T_+ = T_0 + 1$ ($T_0 = (N-Z)/2$ изоспин ядра в основном состоянии) (рис.4).

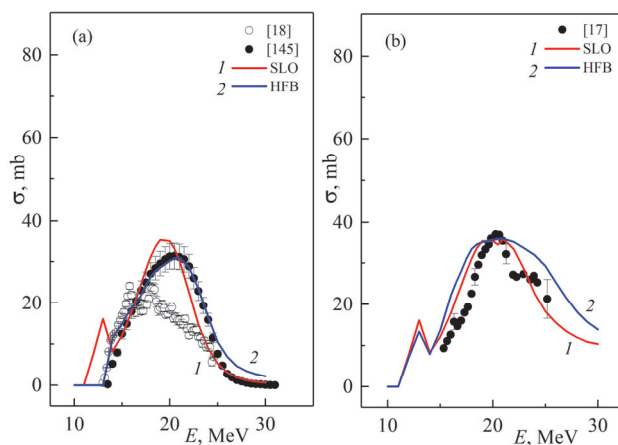


Рис.3. Сечения реакций (а) – (γ,n) и (б) – $(\gamma,p) + (\gamma,np) + (\gamma,2p)$ на ядре ^{46}Ti .

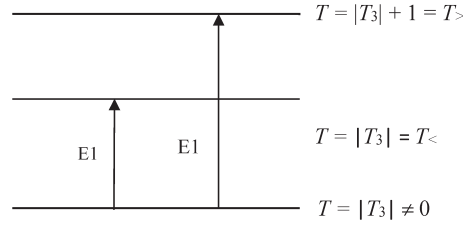


Рис.4. Изоспиновые ветви E1 переходов для несамосопреженных ядер.

Величина изоспинового расщепления и соотношение каналов девозбуждения (γ, n) и (γ, p) зависят от величины T_0 . Величина изоспинового расщепления ГДР определяется выражением [17]:

$$\Delta E = \frac{60}{A} (T_0 + 1) \text{ MeV.} \quad (1)$$

Соотношение вероятностей возбуждения состояний $s(T_>)/s(T_<)$ определяется выражением [17]:

$$\frac{s(T_>)}{s(T_<)} = \frac{1}{T_0} \frac{1 - 1.5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1.5A^{-2/3} - 4T_0(T_0 + 1)A^{-2}}. \quad (2)$$

Для изотопов $^{46,48,50}\text{Ti}$ величина T_0 меняется от 1 до 3, ΔE принимает значения 2.6; 3.7; 4.8, а $s(T_>)/s(T_<) = 0.79; 0.35; 0.20$.

Для изотопов $^{46,48,50}\text{Ti}$ распад состояния $T = T_0 + 1$ с испусканием нейтрона запрещен правилом отбора по изоспину, запрета на распад с испусканием протона нет. Это приводит к увеличению вероятности распада с испусканием протона. В TALYS 1.95 не учитывается изоспиновое расщепление ГДР, что является причиной расхождений расчетных и экспериментальных данных. Расхождения увеличиваются с ростом массового числа изотопа (рис.1,2).

Аналогичная картина наблюдается при рассмотрении (γ, n) и (γ, p) реакций на четно-четных ядрах $^{58,60}\text{Ni}$ (рис.5,6). Поскольку отличие в рассчитанных по двум моделям результатах для изотопов титана небольшое, для изотопов никеля расчеты проведены с использованием одной модели, которая используется в TALYS 1.95 по умолчанию. Анализ для более тяжелых ядер никеля невозможен из-за отсутствия опубликованных экспериментальных данных по фотоядерным реакциям в рассматриваемом энергетическом диапазоне. Для ядер $^{58,60}\text{Ni}$ также

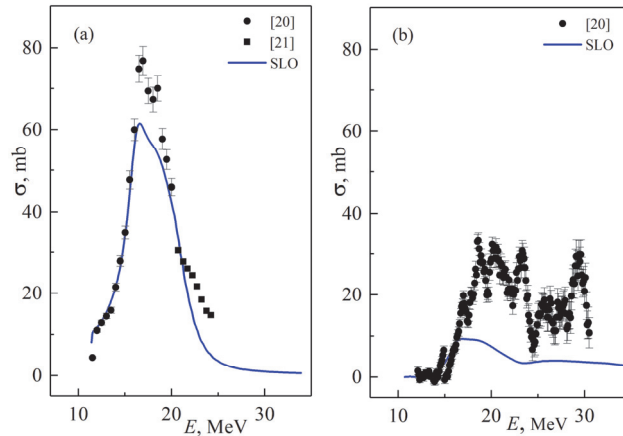


Рис.5. Сечения реакций (a) – (γ, n) и (b) – (γ, p) + (γ, np) реакций на ядре ^{60}Ni .

наблюдается хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных по коду TALYS 1.95 данных в случае (γ, n) реакций и расхождение данных по (γ, p) в случае ядра ^{60}Ni .

На рис.6 приведены сечения (γ, n) и (γ, p) реакций на ядре ^{48}Ca . Изоспин основной фактор, влияющий на форму ГДР для ядра ^{48}Ca , поскольку для дважды магического ядра эффекты связанные с деформацией минимальны. Из всех изотопов кальция ядро ^{48}Ca имеет наибольшее значение изоспина основного состояния ($T_0 = 4$). Рассмотрение энергетических диаграмм фотоядерных реакций на ядре ^{48}Ca [24] позволят заключить, что фотонейтронный распад происходит преимущественно из $T_<$ состояния. Различные пороги испускания протонов и нейтронов и анализ числа доступных состояний в соответствующем остаточном ядре указывают на то, что состояние $T_>$ будет распадаться преимущественно с испусканием протонов [24]. Без учета изоспиновых эффектов расчетное сечение $^{48}\text{Ca}(\gamma, p)$ реакции близко к нулю в рассматриваемом диапазоне энергий (рис.7). Как видно из рисунка, экспериментальные значения значительно превосходят расчетные.

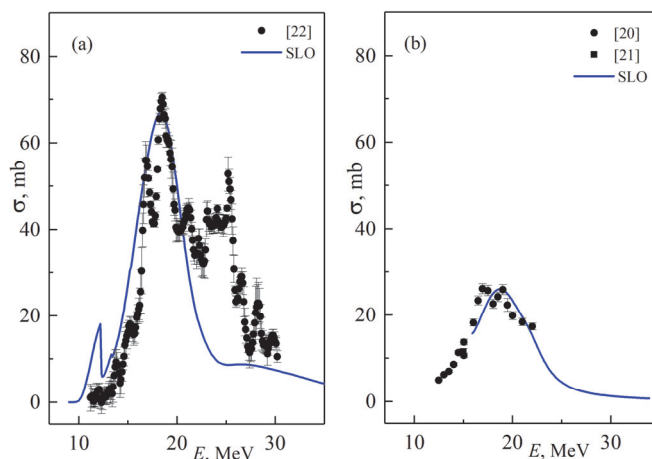


Рис.6. Сечения реакций (a) – (γ, n) и (b) – $(\gamma, p) + (\gamma, np)$ реакций на ядре ^{58}Ni .

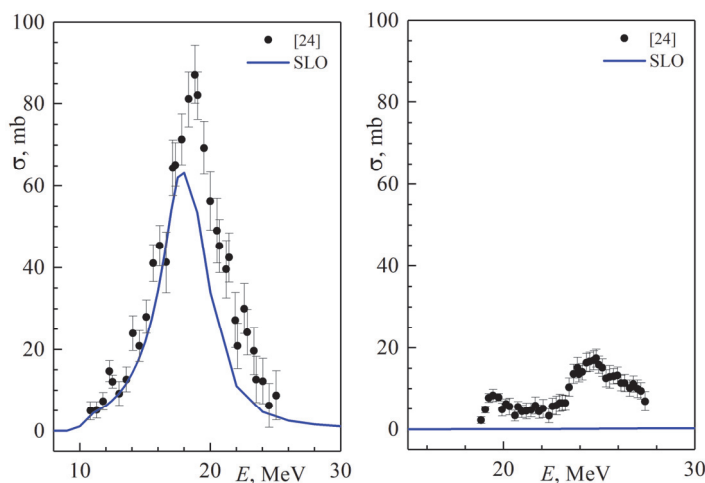


Рис.7. Сечения реакций (a) – (γ, n) и (b) – (γ, p) реакций на ядре ^{48}Ca .

4. Заключение

Проведен анализ сечений фотоядерных реакций на ядрах $^{46,48,50}\text{Ti}$, $^{58,60}\text{Ni}$ и ^{48}Ca . Изоспиновое расщепление и правила отбора по изоспину влияют на соотношение сечений (γ, n) и (γ, p) каналов. Сравнение рассчитанных с использованием кода TALYS 1.95 данных с экспериментальными указало на определенные расхождения в описании фотопротонных реакций. Для лучшего описания сечений этих реакций необходим учет изоспиновых схем возбуждения и нуклонного распада ГДР при расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.М. Мазур, Л.М. Мельников.** Физика элементарных частиц и атомного ядра, **37**, 1744, (2006).
2. **B.L. Berman.** Atomic Data and Nuclear Data Tables, **15**, 319 (1975).
3. **M. Goldhaber, E. Teller.** Phys. Rev., **74**, 1046 (1948).
4. **D. Wilkinson.** Physica, **22**, 1039 (1956).
5. **R.A. Anderl, J.E. Hall, R.S. Morrison.** Nucl. Instr. Meth., **102**, 101 (1972).
6. **C. Schuhl, C. Tzara,** Nucl. Instr. Meth., **10**, 217 (1961).
7. <https://www-nds.iaea.org/talys/>
8. **A.J. Koning, D. Rochman.** Nuclear Data Sheets, **113**, 2841 (2012).
9. **G.H. Hovhannisyan, T.M. Bakhshiyani, R.K. Dallakyan, A.S. Danagulyan.** Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **482**, 25 (2020).
10. **G.H. Hovhannisyan, A.S. Danagulyan, T.M. Bakhshiyani.** J. Contemp. Phys., **52**, 305 (2017).
11. **R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky, et al.,** Nuclear Data Sheets, **110**(12), 3107 (2009).
12. **A. Koning, S. Hilaire, S. Goriely.** TALYS-1.95 User Manual, 2019.
13. **G.A. Bartholomew.** Ann. Rev. Nucl. Sci., **11**, 259 (1961).
14. **R.E. Pywell, M.N. Thompson, R.A. Hicks.** Nuclear Physics, Section A, **325**, 116 (1979).
15. **T.R. Sherwood, W.E. Turchinets.** Nuclear Physics, **29**, 292 (1962).
16. **S. Costa, F. Ferrero, C. Manfredotti, et al.,** Nuovo Cimento B, **48**, 460 (1967).
17. **R.O. Akyiiz, S. Fallieros.** Phys. Rev. Lett., **27**, 1016 (1971).
18. **R.E. Pywell, M.N. Thompson.** Nuclear Physics A, **318**, 461 (1979).
19. **S. Oikawa, K. Shoda.** Nuclear Physics A, **277**, 301 (1977).
20. **H. Utsunomiya, T. Renstrom, G.M. Tveten, et al.,** Physical Review, Part C, Nuclear Physics, **98**, 054619 (2018).
21. **K. Min, T.A. White.** Physical Review Letters, **21**, 1200 (1968).
22. **B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, I.M. Piskarev, et al.,** Soviet Journal of Nuclear Physics, **11**, 272 (1970).
23. **R. Ghosh, B. Lawriniang, S. Badwar, et al.,** Radiochimica Acta, **106**, 345 (2018).
24. **G.J. O'keefe, M.N. Thompson, Y.I. Assafiri, et al.,** Nuclear Physics A, **469**, 239 (1987).

ՖՈՏՈՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՌԵԱԿՑԻԱՆԵՐԸ
ՄԻՋԻՆ ՉԱՆԳՎԱԾԱՅԻՆ ԹՎՈՎ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐՈՒՄ

Գ.Հ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Տ.Մ. ԲԱԽՇԻՅԱՆ

Հոդվածում դիտարկվում են (γ, n) և (γ, p) ռեակցիաները $^{46,48,50}\text{Ti}$, $^{58,60}\text{Ni}$ և ^{48}Ca թիրախների վրա հսկա դիպոլային ռեզոնանսի (ՀԴՌ) էներգետիկ տիրույթում: Հաշվարկներն իրականացվել են TALYS 1.95 կոդի հիման վրա և հաշվարկված տվյալները համեմատվել են գրականության մեջ առկա փորձարարական տվյալների հետ: Ուսումնասիրությունները բացահայտեցին որոշակի անհամապատասխանություններ ֆոտոպրոտոնային ռեակցիաների նկարագրության մեջ: Անհամապատասխանությունը մեծանում է թիրախում նեյտրոնների քանակի աճին զուգընթաց: Այս ռեակցիաների կտրվածքների ավելի լավ նկարագրության համար անհրաժեշտ է հաշվի առնել ՀԴՌ -ի իզոսպինային ճեղքումը:

PHOTONUCLEAR REACTIONS ON MEDIUM WEIGHT NUCLEI

G.H. HOVHANNISYAN, T.M. BAKHSHIYAN

The article considers (γ, n) and (γ, p) reactions on $^{46,48,50}\text{Ti}$, $^{58,60}\text{Ni}$ and ^{48}Ca nuclei in the energy range of giant dipole resonance. Calculations were carried out on the basis of the TALYS 1.95 code and the calculated data were compared with the experimental data available in the literature. The study revealed certain discrepancies in the description of photo-proton reactions. The discrepancy increases with the number of target neutrons. For a better description of the cross sections for these reactions, it is necessary to take into account the isospin splitting of the GDR in calculations.