

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В ИЗОТОПАХ ТИТАНА

Н.Г. Гончарова, Ю.А. Скородумина

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына

МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва

E-mail: n.g.goncharova@gmail.com, lokom11@mail.ru

Экспериментальные исследования взаимодействий ядер с различными пробными частицами привели к появлению обширной информации о сечениях ядерных возбуждений. Основной особенностью этих сечений в области континуума являются гигантские резонансы, структура и ширины которых зависят от квантовых чисел ядерных состояний и переданного ядру импульса.

Даже для наиболее хорошо исследованных электрических дипольных возбуждений в четно-четных ядрах остается открытым вопрос теоретической интерпретации наблюдаемой структуры и ширины резонансов.

Данная работа посвящена теоретическому описанию $E1$ -резонансов в четно-четных изотопах титана. Экспериментальное исследование фотоядерных реакций на ядрах ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti были предприняты в работах [1-3]. Оболочечные эффекты наблюдаются в уменьшении ширины резонанса по мере заполнения нейтронной $1f_{7/2}$ оболочки от ^{46}Ti к ^{50}Ti . Причем, особенности фрагментации силы резонанса резко меняются от ядра к ядру.

Микроскопическое описание резонансов в ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti было предпринято в рамках версии «частица-состояние конечного ядра = ЧСКЯ» многочастичной модели оболочек, учитывающей распределение дырочной конфигурации по состояниям конечных ядер [4].

Волновые функции возбужденных состояний ядра в ЧСКЯ строятся как произведения волновых функций конечного ядра ($A-1$) и волновых функций нуклона:

$$|J_f T_f\rangle = \sum \alpha_f^{J'T',j} |(J'E'T')_{(A-1)} \times (n_f l_f j_f) : J_f T_f\rangle \quad (1)$$

В число состояний конечного ядра в (1) должны быть включены все состояния, имеющие генеалогическую связь с основным состоянием ядра-мишени:

$$|J_i T_i\rangle = \sum C_i^{J'T',j} |(J'E'T')_{(A-1)} \times (n_i l_i j_i) : J_i T_i\rangle \quad (2)$$

Коэффициенты C_i могут быть оценены следующим образом:

$$C_i = \sqrt{\frac{S_i}{\sum_i S_i}}, \quad (3)$$

где S_i – спектроскопический фактор прямой (p,d) реакции, приводящей к возникновению ядер ($A-1$) в основном и возбужденных состояниях.

Коэффициенты α – результат диагонализации гамильтониана на базисе ЧСКЯ.

Расчет структуры $E1$ -резонанса в изотопах титана проводился на основе спектроскопических данных прямых (p,d) реакций на ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti [5]. Размерности базисов входных конфигураций, построенных на основе данных [5], приведены в таблице 1.

Таблица 1. Размерности базисов входных конфигураций.

^{46}Ti		^{48}Ti		^{50}Ti	
$T_{<}=1$	$T_{>}=2$	$T_{<}=2$	$T_{>}=3$	$T_{<}=3$	$T_{>}=4$
35	11	36	8	37	11

Согласно [5], во всех исследуемых изотопах титана наблюдаются отклонения от замкнутых оболочек. Так нейтронные числа заполнения оболочки $1f_{7/2}$ составляют 4.06, 4,81 и 5.11 для ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti соответственно. Нейтронные числа заполнения оболочки $2p_{3/2}$ – 0.22, 0.15 и 0.26 для ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti соответственно.

Исследование прямых реакций в четно-четных изотопах титана показало интересную особенность связи состояний ядра-мишени с состояниями конечного ядра. Если для изотопов ^{46}Ti и ^{50}Ti в результате (p,d) реакции велика вероятность образования дочернего ядра в основном состоянии, то для ^{48}Ti это не так. Квантовые числа основного состояния ^{47}Ti $J^P=5/2^-$. Согласно [5], относительная вероятность возбуждения этих состояний в ядре ^{47}Ti около 0.37. Таким образом, в дипольном расщеплении ^{48}Ti основное состояние ^{47}Ti играет малую роль, поэтому распад $E1$ -резонанса на основное состояние ^{47}Ti практически не идет, в то время как распад на второе возбужденное состояние идет с большой вероятностью.

Были получены волновые функции для $1^- T_{<}$ и $1^- T_{>}$ состояний ядер ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti , на их основе рассчитаны формфакторы $E1$ электровозбуждения в «фототочке» ($q=\omega$) и оценены ширины распадов отдельных пиков по нейтронным каналам.

$$F_{E1,T_f}^2(q) = \left| \left\langle J_f^P = 1^-, T_f \left\| \widehat{T}_1^{el}(q) \right\| J_i^P = 0^+, T_i \right\rangle \right|^2; \quad (4)$$

Оператор $\widehat{T}_1^{el}(q)$ содержит вклады, соответствующие взаимодействию реального либо виртуального фотона как с орбитальным, так и со спиновым токами ядра-мишени. В «фототочке» – для реального фотона – в возбуждении ядра проявляется лишь орбитальный ток:

На рисунках 1-3 показаны результаты расчета сечений фотоядерных реакций в трех четно-четных изотопах титана в сравнении с экспериментальными данными [1-3].

^{50}Ti с точки зрения модели оболочек является замкнутой $1f_{7/2}$ -структурой. Прямые реакции указывают на 65% заполнение этой нейтронной подоболочки и, таким образом, большую роль корреляций в основном

состоянии. Экспериментальное сечение в области энергий >19.1 МэВ является результатом сложения реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ с преобладанием второй реакции [5]. Показанная на рисунке теоретическая кривая является результатом расчета (γ, n) реакции.

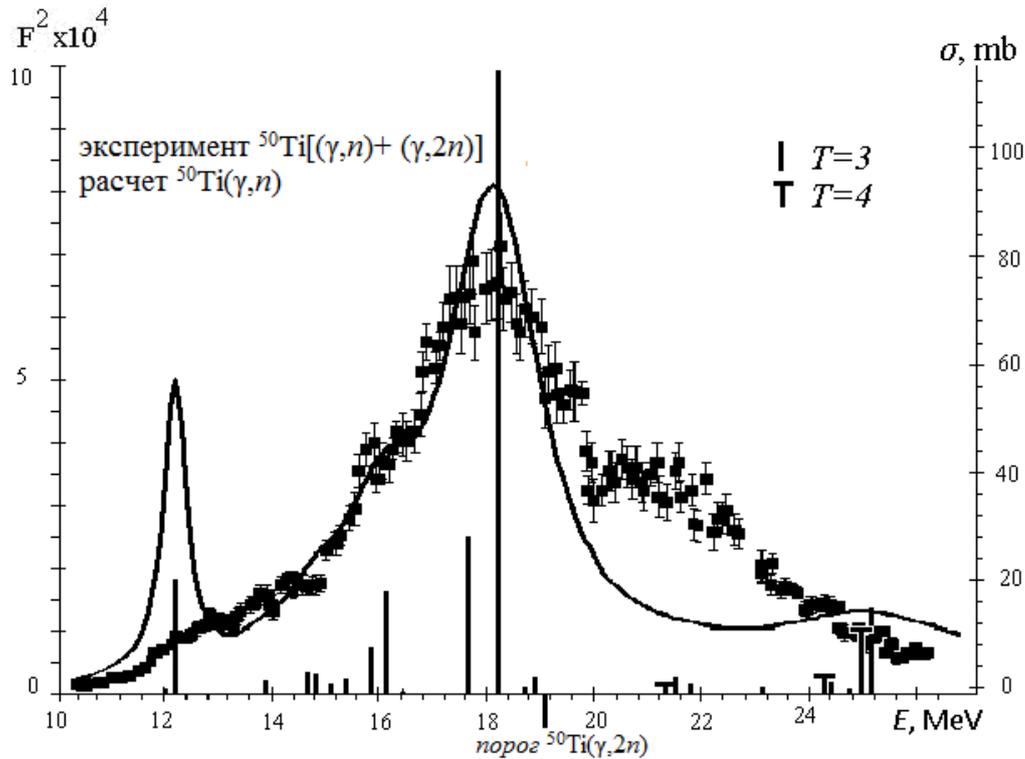


Рис. 1. Эффективное сечение реакции $^{50}\text{Ti}(\gamma, n)$. Экспериментальные данные [3].

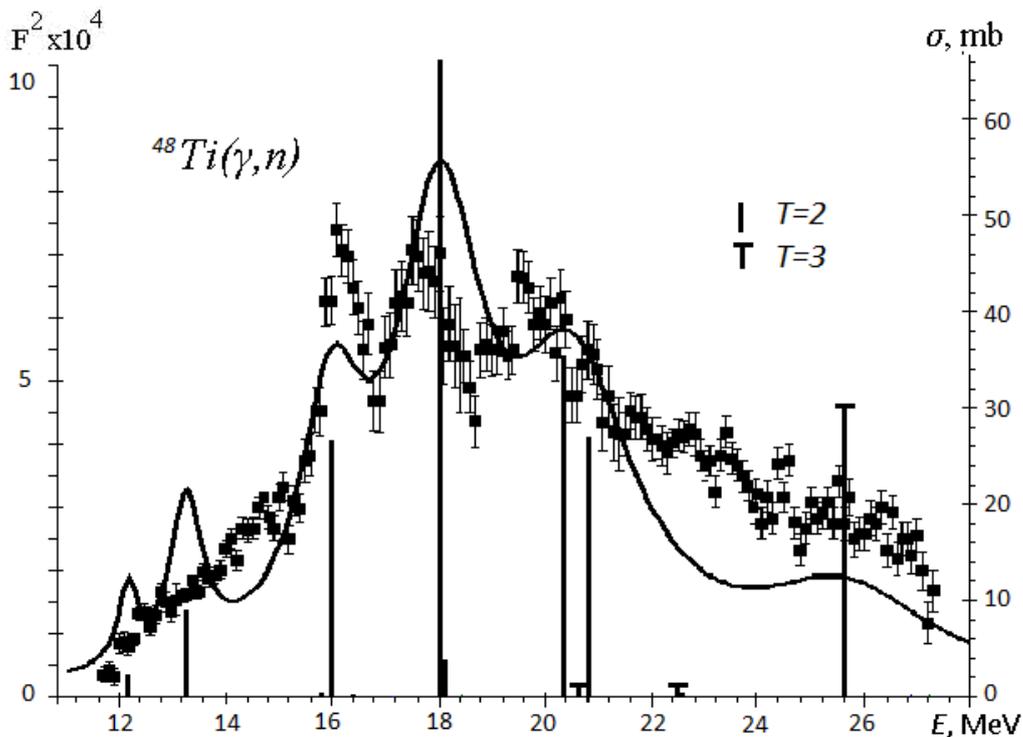


Рис. 2. Эффективное сечение реакции $^{48}\text{Ti}(\gamma, n)$. Экспериментальные данные [1].

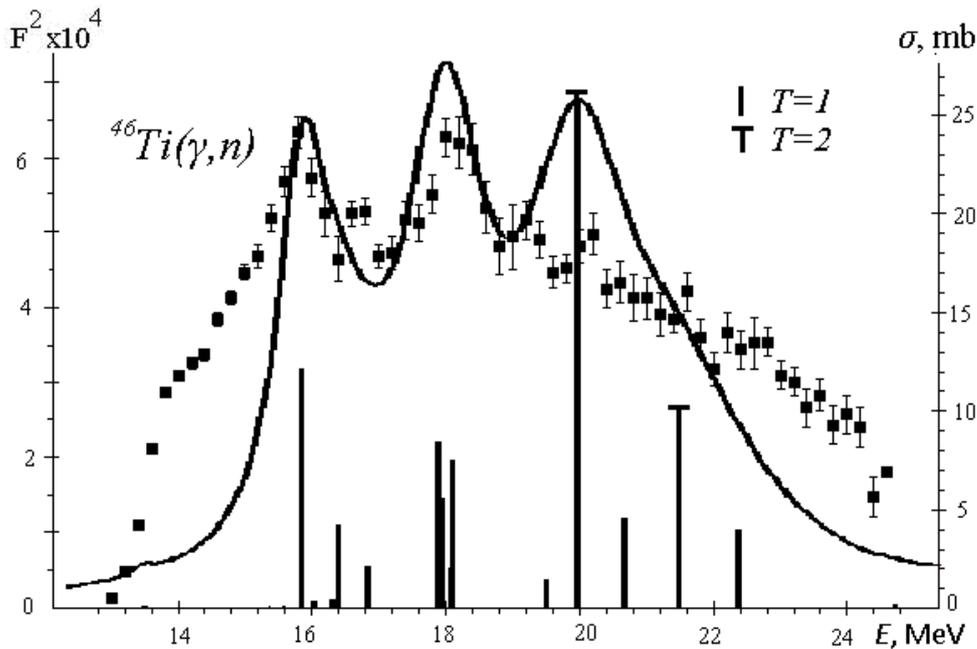


Рис.3. Эффективное сечение реакции $^{46}\text{Ti}(\gamma, n)$. Экспериментальные данные [2].

Анализ расчетов для ^{48}Ti и ^{46}Ti показали увеличение степени фрагментации по мере удаления от замкнутой (с точки зрения одночастичной оболочечной модели) оболочки. Расчет приблизительно воспроизводит соотношения ширин гигантского дипольного резонанса в ядрах ^{46}Ti , ^{48}Ti . Изоспиновое расщепление играет вторичную роль в формировании ширины резонанса, так как ширина максимальна у ^{46}Ti , который имеет наименьшее изоспиновое расщепление. Проведенный анализ показывает, что основным источником фрагментации резонансов является распределение дырочных состояний по состояниям конечных ядер.

Результаты расчета изоспинового расщепления $E1$ -резонансов в изотопах титана в сравнении с оценками работы [6] приведены в таблице 2.

Таблица 2. Оценка средневзвешенных энергий изоспиновых ветвей и изоспинового расщепления в изотопах титана

	$^{46}\text{Ti}, T_0=1$	$^{48}\text{Ti}, T_0=2$	$^{50}\text{Ti}, T_0=3$
$E_{\text{cp}}(T_<), \text{МэВ}$	17.7	18.1	18.7
$E_{\text{cp}}(T_>), \text{МэВ}$	20.0	23.6	25
$\Delta E_{\text{расчет}}, \text{МэВ}$	2.3	5.5	6.3
$\Delta E=60(T_0+1)/A$ [6]	2.6	3.75	4.8

Недооценка вероятностей (γ, n) -реакций в области энергий выше $E \approx 20$ МэВ возникает по двум причинам. Во-первых, при использованных в прямых реакциях [5] энергиях налетающих протонов вероятность дипольных переходов из глубоких подоболочек оказывается недооцененной. Во-вторых,

при заселении уровней дочерних ядер в этой области энергий растет вероятность вылета вторичных нейтронов.

Сравнение результатов расчета фоторасщепления ^{46}Ti , ^{48}Ti и ^{50}Ti с имеющимися экспериментальными данными показывает, что использование связи прямых реакций подхвата нуклона с «полупрямыми» резонансными реакциями позволяет получить реалистичные результаты.

1. R.Sutton, M.N.Thompson *et al* // Nucl.Phys. A.1980.V. 339. P.125
2. R.E.Pywell, M.N.Thompson // Nucl.Phys. A. 1979.V.318.P.461
3. R.E.Pywell, M.N.Thompson, R.A.Hicks // Nucl.Phys. A. 1979.V.325.P.116
4. N.G.Goncharova, N.P.Yudin //Phys. Lett. B. 1969.V.29.P.272
5. P.J.Plauger, E.Kashy // Nucl. Phys. A. 1970.V.152.P.609
6. R.O.Akyüz, S.Fallieros // Phys.Rev.Lett.1971.V.27.P.1016