

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В ЯДРЕ ^{48}Ca

Н.Г.Гончарова, Н.Э.Машутиков, Ю.А.Скородумина

*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобелевича
Московского государственного университета 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 созданию 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.

В данной работе будут обсуждаться результаты расчетов фоторасщепления ядра ^{48}Ca .

Изучение свойств ^{48}Ca показывает, что это не только первое (по значениям чисел нуклонов A) ядро с разными «магическими» числами для протонов и нейтронов, но также ядро с экстремально высоким значением «жесткости» основного состояния. Значение «жесткости» для ядра ^{48}Ca превышает не только значения этих величин для других изотопов кальция, оно является максимальным для всех легких ядер, что демонстрирует еще раз особые «магические» свойства ^{48}Ca .

Микроскопическое описание E1 резонанса в ядре ^{48}Ca основано на расчетах в рамках версии "частица-состояние конечного ядра = ЧСКЯ" многочастичной модели оболочек. В ней учитывается энергетический разброс состояния "дырки" по уровням конечных ядер с $(A-1)$ нуклоном [1]. 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 реакции подхвата нейтрона, приводящей к возникновению ядер ^{47}Ca в основном и возбужденных состояниях [2].

В систему базисных конфигураций (2) были включены все состояния ядер с $A=47$, имеющие значения $S \geq 0.1$ спектроскопических факторов $^{48}\text{Ca}(p,d)$

реакции. Согласно [2], нейтронное число заполнения $N(1f_{7/2})$ составляет 6.7, что свидетельствует о том, что в дважды магическом ядре ^{48}Ca наблюдается отклонение от состояния с замкнутыми оболочками. Вероятности подхвата нейтрона с глубокой $1d_{5/2}$ подоболочки в эксперименте [3] сильно занижены, поэтому спектроскопические факторы для $1d_{5/2}$ подоболочки пришлось скорректировать по данным [3]. Вероятности подхвата нейтрона с $2p_{3/2}$ оказались слишком малы, что не позволило включить их в расчет.

Возбуждение изовекторного $E1$ резонанса в ядре ^{48}Ca приводит к появлению $1^- T_{<}=4$ и $1^- T_{>}=5$ состояний. Вероятность возбуждения $T_{<}=4$ примерно в 5 раз превышает вероятность возбуждения состояний $T_{>}=5$.

В базисные конфигурации состояний с $T=4$ были включены 31 состояние, построенные на $(7/2^-, E=0 \text{ МэВ})$, $(3/2^+, E=2.58 \text{ МэВ})$, $(1/2^+, E=2.6 \text{ МэВ})$, $(5/2^+, E=4.98, 5.30, 5.45, 6.25, 6.87 \text{ МэВ})$ уровнях ^{47}Ca с изоспином $T=7/2$ и $(1/2^+, E=12.73 \text{ МэВ})$, $(3/2^+, E=13.09 \text{ МэВ})$ и $(7/2^-, E=18.11 \text{ МэВ})$ уровнях ^{47}Ca с изоспином $T=9/2$. Состояния с $T=9/2$ являются изобар-аналогами низших уровней ядра ^{47}K . Базис для $T=5$ включал 8 конфигураций, построенных на уровнях ядер $A=47$ с $T=9/2$. В расчете была учтена частичная блокировка $E1$ переходов из sd -оболочки в $1f_{7/2}$, а также ослабление силы переходов из $1f_{7/2}$.

Были получены волновые функции для $1^- T=4$ и $1^- T=5$ состояний ядра ^{48}Ca и на их основе рассчитаны формфакторы $E1$ электровозбуждения ядра. Эффективные сечения фоторасщепления в области гигантского дипольного резонанса связаны со значениями квадратов $E1$ формфакторов в «фототочке» $q=E_{exc}$:

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

Оператор $\hat{T}_1^{el}(q)$ 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:

$$\hat{T}_{JM}^{el} \approx \frac{2\hat{e}_i}{q} \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_j) [Y_{J-1}(\Omega_j) \times \hat{\nabla}_j]^{JM} \quad (5)$$

Распределение формфакторов для $T_{<}=4$ и $T_{>}=5$ ветвей фотовозбуждения показаны на рисунке 1.

Исследование $E1$ резонанса в ядре ^{48}Ca выявляет роль валентных нейтронов в области энергий возбуждения ниже порога отделения нейтрона $E < 10 \text{ МэВ}$, где переходы из $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$ подоболочек ответственны за формирование т.н. «пигми» – резонанса. Переходы их $2p_{3/2}$ в силу своей малости не были включены в расчет, что привело к обеднению этой области $E1$ резонанса по сравнению с полученной в $^{48}\text{Ca}(e,e')$ эксперименте [4].

В расчет эффективных сечений протонного и нейтронного каналов были включены вероятности возбуждения и распада состояний. Кроме того, был учтен тот факт, что распад пика резонанса идет лишь в те состояния, которые имеют вклад в его волновую функцию. Все состояния ниже $E = 22.7 \text{ МэВ}$ не

содержат конфигураций, построенных на состояниях конечных ядер с $T=9/2$ и поэтому не могут распадаться по протонному каналу. Пики с $E > 22.7$ распадаются как по протонному, так и по нейтронному каналам.

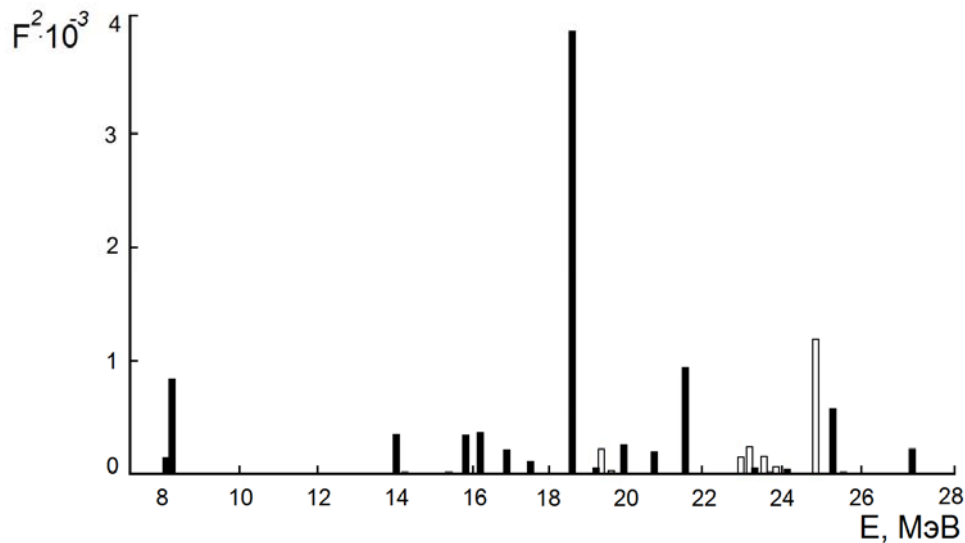


Рис 1. Распределение $E1$ формфакторов реакции фотовозбуждения ядра ^{48}Ca . Сплошные столбики – формфакторы с изоспином $T=4$; полые – с изоспином $T=5$.

В расчет эффективных сечений протонного и нейтронного каналов были включены вероятности возбуждения и распада состояний. Кроме того, был учтен тот факт, что распад пика резонанса идет лишь в те состояния, которые имеют вклад в его волновую функцию. Все состояния ниже $E = 22.7$ МэВ не содержат конфигураций, построенных на состояниях конечных ядер с $T=9/2$ и поэтому не могут распадаться по протонному каналу. Пики с $E > 22.7$ распадаются как по протонному, так и по нейтронному каналам.

На рис. 2 и 3 представлены значения формфакторов, дающих вклады в фотонейтронное и фотопротонное сечения, а также оценки эффективных сечений. На этих же рисунках приведены для сравнения экспериментальные данные $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)$ и $^{48}\text{Ca}(\gamma, p)$, [5].

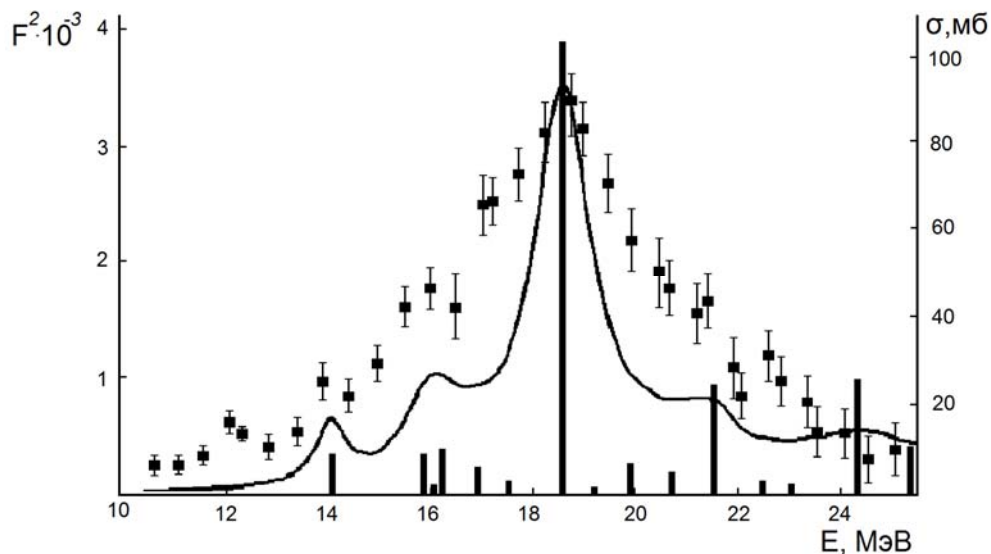


Рис.2. Эффективное сечение реакции $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)$. Экспериментальные данные [5].

Распределение вероятностей $^{48}\text{Ca}(\gamma, n)$, полученное в расчете, близко к экспериментальному. В частности, расчет воспроизводит существование 5 главных максимумов фотонейтронного сечения и – приблизительно – их положение на оси энергий. Оценка значения эффективного сечения в максимуме по формуле (7) также дала близкую к эксперименту величину 90 мб.

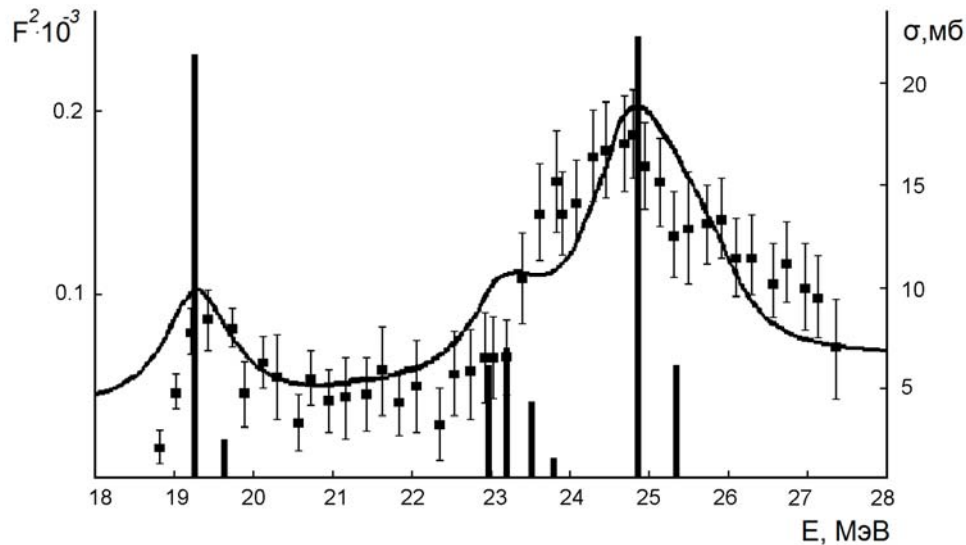


Рис. 3. Эффективное сечение реакции $^{48}\text{Ca}(\gamma, p)$. Экспериментальные данные [5].

Результаты расчета для фотопротонной реакции оказались очень чувствительными к выбору параметров одночастичных энергий. Главный пик при $E=24.9$ МэВ является результатом распада главного пика ветви $T=5$ по обоим каналам, причем вероятность протонного распада в 4 раза меньше нейтронного. Низший по энергии максимум сечения $T=5$ ($E=19.3$ МэВ) распадается только по протонному каналу: нейтронный распад в низшие по энергии состояния ядра ^{47}Ca с $T=7/2$ запрещен по изоспину, а нейтронный распад в высоколежащие состояния ядра ^{47}Ca с $T=9/2$ – по энергии. Оценки сечений этих пиков учитывают различие в протонных проникаемостях, соответствующее волновым функциям, формирующим эти пики и составляют 10 мб для максимума малого пика и 18 мб – для главного пика, что находится в согласии с экспериментом.

Оценка средневзвешенных энергий изоспиновых ветвей $T=4$ и $T=5$ $E1$ резонанса в ядре ^{48}Ca , согласно расчету, составляет $\bar{E}(T=4) \approx 19.3$ МэВ и $\bar{E}(T=5) \approx 23.8$ МэВ, что близко к результатам [5].

Сравнение результатов расчета возбуждения и каналов распада $E1$ резонанса в ядре ^{48}Ca с имеющимися экспериментальными данными показывает, что использование связи прямых реакций подхвата нуклона с «полупрямыми» резонансными реакциями позволяет получить реалистическое распределение вероятностей сечений фоторасщепления

1. N.G. Goncharova, N.P. Yudin, Phys. Lett. B. 1969.V.29.P.272
2. T.W.Burrows, Nucl. Data Sheets. 2007.V.108.P.923

3. P.M. Endt, R.B. Firestone, Nucl. Phys. A. 1998.V.633.P.1
4. T. Hartman, J. Enders et al, Phys. Rev. Lett. 2000.V.85.P.274
5. G.J. O'Keefe, M.N. Thompson et al, Nucl. Phys. A. 1987.V.469.P.239