

## О величине изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса атомных ядер

И. М. Капитонов\*

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, кафедра общей ядерной физики  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

(Поступила в редакцию 07.06.2021; подписана в печать 10.06.2021)

Предложена простая оценка величины изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса атомных ядер, основанная на концепции изоспиновой симметрии нуклон–нуклонного взаимодействия. Полученная величина этого расщепления превышает традиционно используемую и лучше описывает экспериментальные данные для тяжелых ядер.

PACS: 25.20.-x

УДК: 539.172.3

Ключевые слова: атомные ядра, гигантский дипольный резонанс, квантовое число изоспин, изоспиновое расщепление гигантского резонанса.

Состояния атомных ядер характеризуются квантовым числом — *изоспином*. Это является следствием инвариантности (нечувствительности) нуклон–нуклонных сил к замене нейтрона на протон и наоборот. Специфика изоспина ярко проявляется в процессе возбуждения и распада Гигантского Дипольного Резонанса (ГДР), вызванного поглощением ядром электрических дипольных (E1) фотонов. Правила отбора по изоспину для электромагнитных переходов позволяют установить изоспины возбуждаемых E1-фотонами ядерных состояний. В зависимости от того, рассматриваем ли мы ядра с числом нейтронов  $N$  равным числу протонов  $Z$ , т.е. так называемые самоспряженные ядра с  $N = Z$ , или ядра с  $N \neq Z$  (их подавляющее большинство), ситуация будет различной. Учитывая, что E1-фотон ведет себя как частица с изоспином 1 и проекцией изоспина 0 и то, что изоспин  $T_0$  основного состояния ядра определяется равенством  $T_0 = |(N - Z)/2|$ , получаем следующие возможности для изоспинов  $T$  возбуждаемых E1-фотонами ядерных состояний:

$$\begin{aligned} \text{ядра с } N = Z: T = T_0 + 1 &\equiv 1, \\ \text{ядра с } N \neq Z: T = T_0 \text{ или } T_0 + 1. \end{aligned} \quad (1)$$

Мы видим, что в случае самоспряженных ядер E1-фотоны возбуждают состояния лишь с одним изоспином 1, а в случае несамоспряженных ядер могут возбуждаться состояния с двумя изоспинами:  $T_0$  и  $T_0 + 1$ . В этом последнем случае для изоспинов обычно используют обозначения  $T_0 = T_<$ ,  $T_0 + 1 = T_>$ , а для энергий возбуждения соответствующих состояний —  $E_<$  и  $E_>$ . Таким образом, для ядер с  $N \neq Z$ , в отличие от самоспряженных ядер, возникают две изоспиновые ветви E1-переходов, центры тяжести которых, как известно [1], располагаются при разных энергиях, причем  $T_>$ -состояния лежат выше (схемати-

чески это показано в левой части рис. 1. Величину расщепления центров тяжести состояний  $T_>$  и  $T_<$  будем обозначать  $\Delta E_T$ .

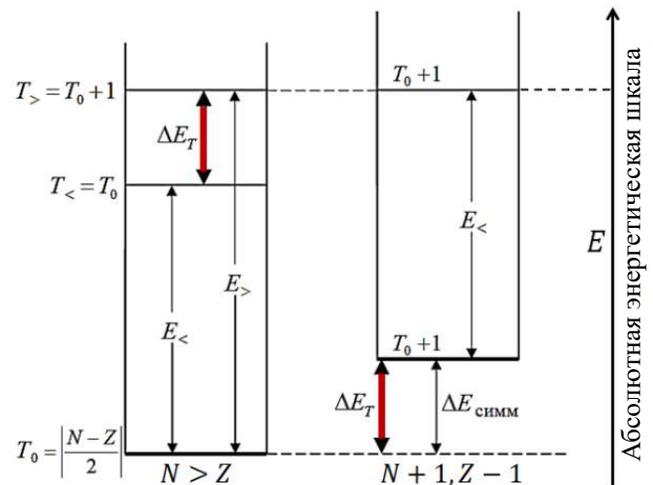


Рис. 1. Положение уровней гигантского дипольного резонанса с различным изоспином ядер  $N > Z$  и  $(N + 1, Z - 1)$  при ненарушенной изоспиновой симметрии.

Для оценки  $\Delta E_T$  ранее использовался подход, основанный на непосредственном применении принципа изобарической инвариантности к двум сильно взаимодействующим объектам, например, частице  $a$  и ядру  $B$ . Потенциал такого взаимодействия выбирался в виде так называемого потенциала Лейна [2]:

$$V_{aB} = \frac{100}{A} (\vec{t}_a \vec{T}_B) \text{ МэВ}, \quad (2)$$

где  $A$  — массовое число ядра  $B$ , а числовой коэффициент 100 МэВ задаётся величиной энергии симметрии в полуэмпирической формуле Вайцзеккера для удельной энергии связи ядер. При применении потенциала Лейна к оценке величины  $\Delta E_T$  в качестве объекта  $a$  использовалась частично–дырочная (particle–hole)

\* igor-kapitonov@yandex.ru

нуклонная пара с изоспином  $t_{ph} = 1$ , возникающая при поглощении ядром  $E1$ -фотона, а в качестве изоспина ядра  $B$  — изоспин  $T_0$  ядра-мишени в основном состоянии. Сложение этих двух изоспинов приводит к двум конечным изоспинам возбужденного ядра —  $T_0$  и  $T_0 + 1$ , и расщепление по энергии этих изоспиновых состояний непосредственно определяется потенциалом Лейна (соответствующий расчёт приведен в [3]). Итоговая формула имеет вид:

$$\Delta E_T = E_{>} - E_{<} = \frac{100}{A} (T_0 + 1) \text{ МэВ}. \quad (3)$$

Учет коллективизации отдельных  $ph$ -состояний приводит к сближению центров тяжести  $E1$ -возбуждений с  $T_0$  и  $T_0 + 1$  и в окончательном выражении вместо множителя  $100/A$  принято использовать множитель  $60/A$ .

Величину изоспинового расщепления  $\Delta E_T$  можно оценить другим и более простым способом. Обратимся к рис. 1. Слева для ядра с  $N > Z$  показана величина  $\Delta E_T$  искомого изоспинового расщепления ГДР, равная  $E_{>} - E_{<}$ . Под энергиями уровней  $T_{>}$  и  $T_{<}$  можно понимать либо центры тяжести этих возбуждений, либо по одному коллективному дипольному состоянию с соответствующим типом изоспина. Справа для ядра  $(N + 1, Z - 1)$  показано положение  $T_{<}$ -состояния в этом ядре, имеющее уже изоспин  $T_0 + 1$ . Его энергия  $E_{<}$  практически та же, что и для ядра  $(N, Z)$ . При ненарушенной изоспиновой симметрии (она реализуется при равенстве масс протона и нейтрона и отсутствии кулоновского взаимодействия) состояние  $T_0 + 1$  в ядре  $(N, Z)$  имеет ту же абсолютную энергию, что и в ядре  $(N + 1, Z - 1)$ , так как это изобар-аналоги. И сдвиг вверх по энергии этого  $T_{>}$ -состояния в ядре  $(N, Z)$  относительно  $T_{<}$ -состояния будет таким же, как и сдвиг по энергии основных состояний ядер  $(N, Z)$  и  $(N + 1, Z - 1)$ . А этот последний равен разности энергий симметрии этих ядер  $\Delta E_{\text{симм}}$ .

Действительно, если пренебречь кулоновскими силами и разницей в массах протона и нейтрона, то, как следует из полуэмпирической формулы Вайцзеккера для энергии связи ядра [4], энергии всех состояний ядра  $(N + 1, Z - 1)$  будут сдвинуты вверх по энергии относительно состояний ядра  $(N, Z)$  за счёт возрастания энергии симметрии:

$$E_{\text{симм}} \approx 24 \frac{(N - Z)^2}{A} \text{ МэВ}. \quad (4)$$

При переходе от ядра  $(N, Z)$  к ядру  $(N + 1, Z - 1)$  это увеличение энергии симметрии, как легко убедиться, составит:

$$\Delta E_{\text{симм}} = 24 \cdot 4 \frac{[(N - Z) + 1]}{A} \text{ МэВ} \approx \frac{100}{A} (2T_0 + 1) \text{ МэВ}, \quad (5)$$

и эта же величина будет давать значение изоспинового расщепления  $\Delta E_T$ , т.е. имеем:

$$\Delta E_T \approx \frac{100}{A} (2T_0 + 1) \text{ МэВ}. \quad (6)$$

Учет кулоновского взаимодействия и разности масс протона и нейтрона приведет к дополнительному повышению всех уровней ядра  $(N, Z)$  на одинаковую величину:

$$\Delta E_{\text{кул}} - (m_n - m_p) c^2 > 0, \quad (7)$$

где  $\Delta E$  — увеличение кулоновской энергии ядра  $(N, Z)$  по сравнению с ядром  $(N + 1, Z - 1)$ . Это, однако, не скажется на величине  $\Delta E_T$  (рис. 2). Заметим, что  $\Delta E_{\text{кул}}$  хорошо аппроксимируется выражением:

$$\Delta E_{\text{кул}} = (1,44Z/A^{1/3} - 1,13) \text{ МэВ}. \quad (8)$$

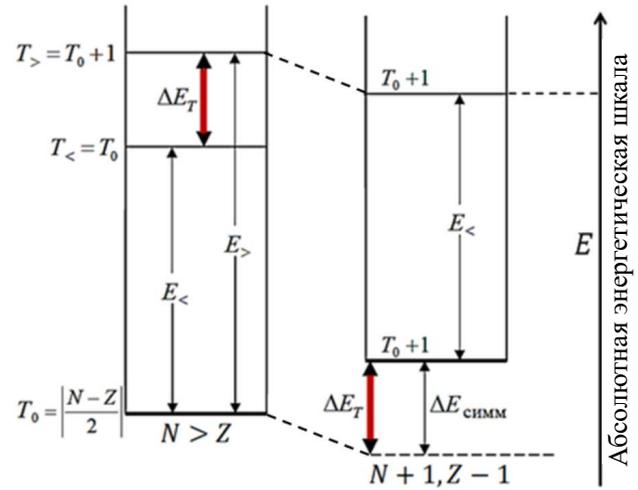


Рис. 2. Положение уровней гигантского дипольного резонанса с различным изоспином ядер  $N > Z$  и  $(N + 1, Z - 1)$  при нарушенной изоспиновой симметрии.

С учетом эффекта коллективизации дипольных  $ph$ -состояний, уменьшающего величину расщепления возбуждений с  $T_{>}$  и  $T_{<}$ , в выражении (6), как и выше в выражении (3), нужно вместо множителя  $100/A$  использовать множитель  $60/A$ .

Отличие (6) от (3) состоит в появлении в скобках коэффициента 2 перед  $T_0$ . Поэтому формула (6) предсказывает большую величину изоспинового расщепления ГДР, чем формула (3). На вопрос о том, насколько формула (6) пригодна для воспроизведения величины изоспинового расщепления ГДР, ответ может дать лишь анализ экспериментальных данных. Принято [1, 3] оценивать это расщепление по величине энергетического сдвига сечения реакции  $(\gamma, p)$ , которое связывают с преимущественным возбуждением компоненты ГДР с изоспином  $T_{>}$  относительно сечения реакции  $(\gamma, n)$ , которое в основном должно быть обусловлено  $T_{<}$ -компонентой. Опираясь на этот критерий, для лёгких ядер не удастся сделать однозначный вывод в пользу одного из обсуждаемых вариантов. Для средних ядер лучше подходит формула (3), а для тяжёлых — (6).

- 
- [1] *Ишханов Б. С., Капитонов И. М.* Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. Изд-во Моск. Ун-та. М., 1979.
- [2] *Lane A. M.* // Nucl. Phys. 1962. **35**. P. 676.
- [3] *Ишханов Б. С., Капитонов И. М.* Гигантский дипольный резонанс атомных ядер. Университетская книга. М., 2008.
- [4] *Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Юдин Н. П.* Частицы и атомные ядра. ЛЕНАНД. М., 2019.
- 

## Isospin splitting of the giant dipole resonance of atomic nuclei

**I. M. Kapitonov**

*Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia  
E-mail: igor-kapitonov@yandex.ru*

A simple estimate of the magnitude of the isospin splitting of the giant dipole resonance of atomic nuclei based on the concept of isospin symmetry of the nucleon-nucleon interaction is proposed. The obtained value of this splitting exceeds that traditionally used and better describes the experimental data for heavy nuclei.

PACS: 25.20.-x

*Keywords:* atomic nuclei, giant dipole resonance, quantum isospin number, giant resonance isospin splitting.

*Received 07 June 2021.*

### Сведения об авторах

И. Капитонов Игорь Михайлович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-25-58,  
email: igor-kapitonov@yandex.ru.

---