

## АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.172.3

## КОНКУРЕНЦИЯ НЕЙТРОННОГО И ПРОТОННОГО КАНАЛОВ В РЕАКЦИЯХ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

С. С. Бородина, Б. С. Иманов, В. И. Мокеев, С. И. Павлов

(НИИЯФ)

Представлена модель описания отношений интегральных сечений  $(\gamma, Xn)$ - и  $(\gamma, p)$ -реакций на ядрах с  $10 < A < 100$ . Предлагаемый метод основан на феноменологической параметризации основных механизмов формирования и распада гигантского дипольного резонанса с использованием всей совокупности экспериментальной информации в области энергий  $10 < E_\gamma < 30$  МэВ. Отношения экспериментально измеренных интегральных сечений  $(\gamma, Xn)$ - и  $(\gamma, p)$ -реакций воспроизводятся в пределах точности измерения ( $\sim 30\%$ ).

В области энергий возбуждения гигантского дипольного резонанса (ГДР) основными каналами фоторасщепления ядер являются  $(\gamma, n)$ -,  $(\gamma, p)$ - и  $(\gamma, 2n)$ -реакции [1, 2]. Фотонейтронный канал  $(\gamma, Xn)$  равен сумме  $(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, 2n)$ -каналов.

В предлагаемом модельном описании отношений интегральных сечений  $(\gamma, Xn)$ - и  $(\gamma, p)$ -реакций на самосопряженных ядрах ( $N = Z = A/2$ ) процесс фоторасщепления рассматривается как возбуждение и последующий распад одного эффективного дипольного уровня с изоспином  $T_0 + 1$ , где  $T_0$  — изоспин основного состояния ядра-мишени. Энергия этого состояния совпадает с энергией центра тяжести ГДР  $E_m$ , которая хорошо аппроксимируется соотношением [3]

$$E_m = 31,2A^{-1/3} + 20,6A^{-1/6} \text{ (МэВ)}, \quad (1)$$

где  $A$  — массовое число ядра.

Основным фактором, определяющим конкуренцию фотонейтронного и фотопротонного каналов на самосопряженных ядрах, является отношение фазовых объемов, зависящее от порогов  $(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, p)$ -реакций и положения эффективного дипольного уровня  $E_m$ .

Фоторасщепление ядер с  $N \neq Z$  рассматривается как возбуждение и последующий распад двух эффективных дипольных уровней с изоспинами  $T_< = T_0$  и  $T_> = T_0 + 1$ . Эти уровни разнесены по энергии на величину изоспинового расщепления  $\Delta E_{is}$  и расположены симметрично относительно энергии центра тяжести  $E_m$ . Величины  $\Delta E_{is}$  и сечения возбуждения состояний с изоспинами  $T_<$  и  $T_>$  ( $\sigma_<$  и  $\sigma_>$ ) определяются соотношениями [4, 5]

$$\Delta E_{is} = \frac{60}{A}(T_0 + 1) \text{ (МэВ)},$$

$$\frac{\sigma_>}{\sigma_<} = \frac{1}{T_0} \frac{1 - 1,5T_0A^{-2/3}}{1 + 1,5A^{-2/3}}, \quad (2)$$

$$\sigma_< + \sigma_> = 60 \frac{NZ}{A} \text{ (МэВ} \cdot \text{мб)}.$$

При фоторасщеплении ядер с эмиссией протонов заселение состояний ядра-продукта происходит через возбуждение и последующий распад состояний с изоспином  $T_<$  и  $T_>$ , в то время как при фоторасщеплении ядер с эмиссией нейтронов распад состояний с изоспином  $T_>$  на основное состояние ядра-продукта запрещен правилами отбора по изоспину. Поэтому эмиссия нейтрона из этого состояния может происходить только на возбужденное состояние ядра-продукта, имеющего изоспин  $T_0 + 1/2$ , энергию которого можно оценить [6] из соотношения

$$\Delta E = W(N, Z) - W(N + 1, Z - 1) + 1,44(Z - 1/2)A^{-1/3} - 1,13 \text{ (МэВ)}, \quad (3)$$

где  $W(N, Z)$  — энергия связи ядра-продукта, заселяемого в фотонейтронном канале и содержащего  $N$  нейтронов и  $Z$  протонов.

Предполагается, что эмиссия двух нейтронов является каскадным процессом. Поэтому полная ширина распада дипольного уровня  $\Gamma$ , являющаяся суммой ширин всех открытых парциальных каналов, может быть представлена суммой ширин эмиссии протона и нейтрона:

$$\Gamma = \Gamma^{Xn} + \Gamma^p \quad (N = Z),$$

$$\Gamma_{\geq} = \Gamma_{\geq}^{Xn} + \Gamma_{\geq}^p \quad (N \neq Z),$$

где  $\Gamma$ ,  $\Gamma^{Xn}$  и  $\Gamma^p$  — полная и парциальные ширины распадов состояний ГДР с эмиссией нейтрона или протона. Индексы «<» и «>» соответствуют состояниям с изоспинами  $T_<$  и  $T_>$ .

В рамках сформулированных предположений отношения интегральных сечений фотонейтронного и фотопротонного каналов  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)/\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)$  определяются следующим образом:

$$\frac{\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)}{\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)} = \frac{\Gamma^{Xn}}{\Gamma^p} \quad (N = Z),$$

$$\frac{\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)}{\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)} = \left[ \sigma_{<} \frac{\Gamma_{<}^{Xn}}{\Gamma_{<}^{Xn} + \Gamma_{<}^p} + \sigma_{>} \frac{\Gamma_{>}^{Xn}}{\Gamma_{>}^{Xn} + \Gamma_{>}^p} \right] \times \left[ \sigma_{<} \frac{\Gamma_{<}^p}{\Gamma_{<}^{Xn} + \Gamma_{<}^p} + \sigma_{>} \frac{\Gamma_{>}^p}{\Gamma_{>}^{Xn} + \Gamma_{>}^p} \right]^{-1} \quad (N \neq Z).$$

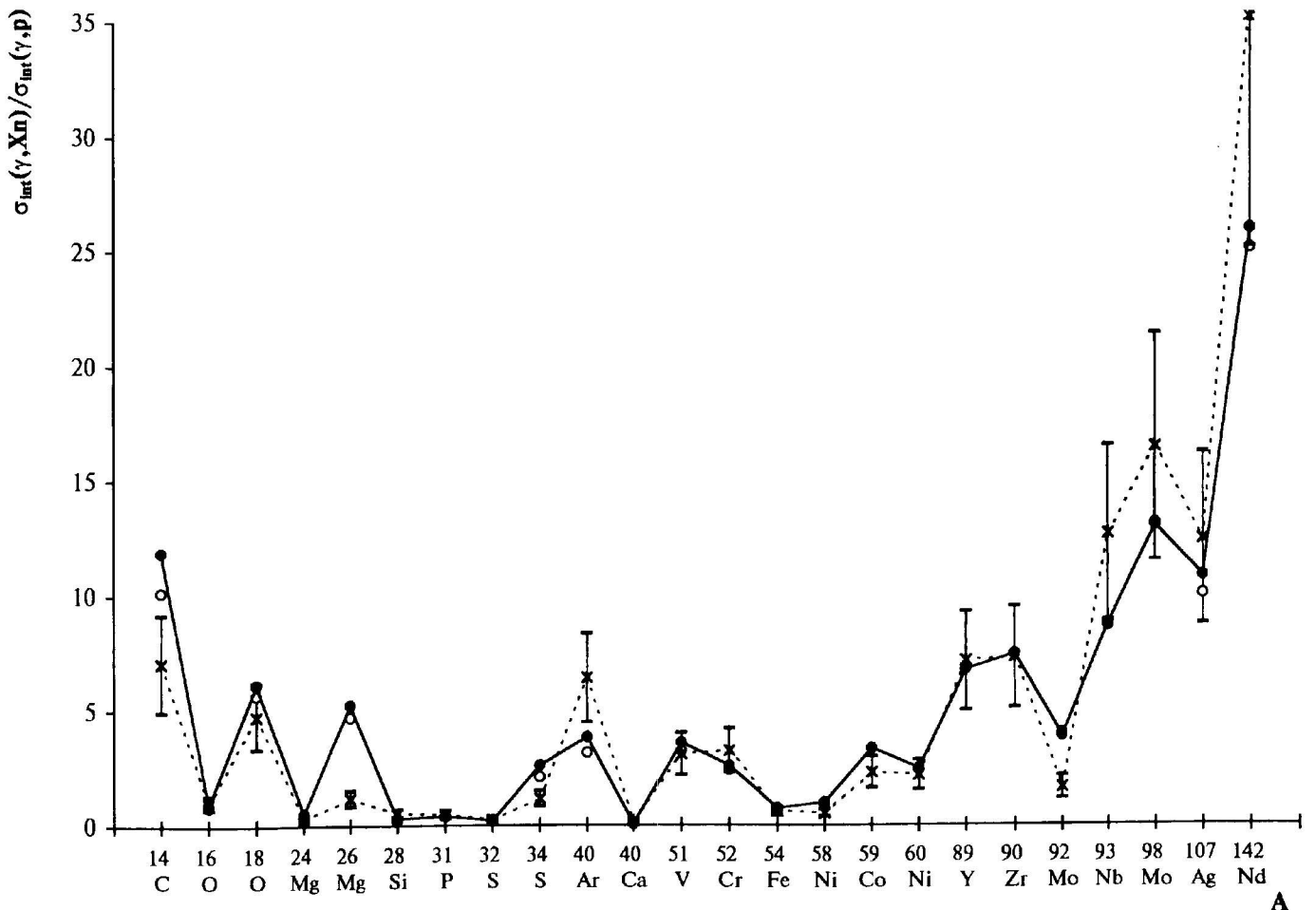
При описании ширин распадов  $\Gamma_{\geq}^{Xn}$ ,  $\Gamma_{\geq}^p$  учитываются эффекты прохождения через центробежный и кулоновский барьеры, плотность заселяемых состояний ядер-продуктов, а также изоспиновая симметрия:

$$\Gamma_{\geq}^{Xn,p} = C_q^{n,p} \int \sum_l \alpha_l B_l^{n,p}(qR) \rho(E) dE \times \langle T_{\text{fin}} M_{\text{fin}}^{1/2} M_{\text{in}} | T_{\text{in}} M_{\text{in}} \rangle,$$

где  $B_l^{n,p}(qR)$  — проницаемость потенциального барьера с радиусом канала  $R$  для нейтрона (протона), вылетающего с импульсом  $q$  и орбитальным моментом  $l$ . Радиус канала  $R$  определяется соотношением  $R = R_0 - R_n = (1,18A^{1/3} - 0,48) - 0,5$  (ферми), где  $R_0$  — радиус ядра, определенный в экспериментах по рассеянию электронов с ферми-плотностью распределения заряда,  $R_n$  — средний радиус нуклона [7],  $\rho(E)$  — плотность заселяемых уровней конечного ядра, определяемая в модели фер-

ми-газа. Интегрирование проводится по всем кинематически разрешенным энергиям возбуждения ядра-продукта. Предполагается, что энергия состояния ядра-продукта, заселяемого в фотонейтронном канале с изоспином  $T_0 + 1/2$ , равна  $\Delta E$  (3). Коэффициенты  $C_q^{n,p}$  определяют вероятность вылета нуклона с импульсом  $q$  при распаде заселяемого состояния. Вследствие изотопической инвариантности они одинаковы для протона и нейтрона. Коэффициенты  $\alpha_l$  определяют долю нуклонов, вылетающих из дипольного состояния с орбитальным моментом  $l$ . Проведенные расчеты показали, что доминирующий вклад в ширины  $\Gamma_{\geq}^{Xn}$  вносит эмиссия нуклонов с минимальным орбитальным моментом  $l$ , что делает отношения  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)/\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)$  слабо зависящими от выбора конфигурационной структуры дипольного состояния. Коэффициенты  $\alpha_l$  оценивались в предположении равномерного смешивания всех одночастичных конфигураций, вносящих вклад в формирование дипольных возбуждений.

Изоспиновая симметрия учитывается изоспиновыми коэффициентами Клебша–Гордана  $\langle T_{\text{fin}} M_{\text{fin}}^{1/2} M_{\text{in}} | T_{\text{in}} M_{\text{in}} \rangle$ , где  $T_{\text{in}}$  и  $M_{\text{in}}$  — изоспин и проекция начального состояния ядра-мишени,  $1/2$  и  $M_{\text{in}}$  — изоспин и проекция изоспина нуклона,



Отношения  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)/\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)$ : результаты расчетов при вычисленных по формуле (1) (черные кружки) и при экспериментально определенных (светлые) положениях центров тяжести ГДР  $E_m$ ; звездочки — определенные из эксперимента отношения

$T_{\text{fin}}$  и  $M_{\text{fin}}$  — изоспин и проекция заселяемого состояния.

В рамках описанной выше модели выполнены расчеты отношений интегральных сечений фотонейтронного и фотопротонного каналов  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)/\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)$  для ядер с массовыми числами  $10 < A < 150$ . В расчет включены все изотопы, расположенные в указанном интервале массовых чисел, для которых имеются экспериментальные данные по интегральным сечениям соответствующих реакций [1, 2].

Как следует из данных, приведенных на рисунке, для большинства ядер рассчитанные отношения  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)/\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)$  согласуются в пределах 30% с отношениями экспериментальных сечений, что соответствует точности их измерений, в то время как сами значения этих отношений различаются на порядок величины. Отклонения оказываются наибольшими для некоторых ядер с  $A < 40$ . Это связано с тем, что при энергиях выше 30 МэВ сечение фоторасщепления этих ядер еще значительно велико. Этот эффект обусловлен конфигурационным расщеплением ГДР — переходами нуклонов из глубокой  $p$ -оболочки. Экспериментальные сечения парциальных каналов фоторасщепления в основном получены для энергии ниже 30 МэВ, поэтому существуют дополнительные неопределенности в измеренных величинах интегральных сечений фотонейтронных и фотопротонных реакций на ядрах с  $A < 40$ .

Было исследовано влияние выбора положения энергии центра тяжести ГДР  $E_m$  на отношение сечений  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)/\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)$ . Для этого были выполнены расчеты этих отношений как при рассчитанных по формуле (1), так и при экспериментально определенных положениях центров тяжести ГДР  $E_m$  (соответственно черные и светлые кружки на рисунке). Согласие между рассчитанными и экспериментальными отношениями сечений  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)/\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)$  улучшается при использовании измеренного значения энергии центра тяжести ГДР.

Для ядер с  $N = Z$  отношение  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)/\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)$  уменьшается с ростом массового числа  $A$  от 1 для  $^{16}\text{O}$  до 0,2 для  $^{40}\text{Ca}$ . Это связано с тем, что энергия центра тяжести ГДР этих ядер меняется незначительно, в то время как пороги  $(\gamma, p)$ -реакций сильно уменьшаются, что и приводит к возрастанию сечений  $(\gamma, p)$ -реакций.

Отношения интегральных сечений  $(\gamma, Xn)$  и  $(\gamma, p)$ -реакций на ядрах  $^{14}\text{C}$ ,  $^{18}\text{O}$  и  $^{26}\text{Mg}$  ( $N \neq Z$ ) в несколько раз превышают эти отношения на ядрах с  $N = Z$  ( $^{16}\text{O}$  и  $^{24}\text{Mg}$ ), что обусловлено энергией

симметрии. Для ядер с нейтронным избытком ( $^{14}\text{C}$ ,  $^{18}\text{O}$  и  $^{26}\text{Mg}$ ) характерны высокие пороги  $(\gamma, p)$ - и низкие пороги  $(\gamma, n)$ -реакций, в то время как для ядер с  $N = Z$  пороги  $(\gamma, p)$ -реакций ниже порогов  $(\gamma, n)$ -реакций. На ядрах с  $A < 40$  пороговые эффекты и обусловленные ими различия фазовых объемов для нейтронных и протонных распадов являются основными факторами, определяющими конкуренцию фотонейтронного и фотопротонного каналов. На ядрах с  $A > 40$  конкуренция фотонейтронного и фотопротонного каналов в основном определяется изоспиновыми эффектами. Эмиссия нейтронов из состояний с изоспином  $T_>$  для этих ядер оказывается подавленной вследствие большой величины энергии  $\Delta E$ , определяемой выражением (3). Это обстоятельство в сочетании с высоким кулоновским барьером для эмиссии протонов приводит к доминирующему вкладу нейтронной эмиссии из состояний с изоспином  $T_<$ :

$$\Gamma_{>}^{Xn} = 0, \quad \Gamma_{<}^{Xn} \gg \Gamma_{\geq}^p.$$

Из неравенств видно, что фотопротонная реакция протекает преимущественно через возбуждение состояний с изоспином  $T_>$ , а фотонейтронная — с изоспином  $T_<$ . Поэтому отношения  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)/\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)$  оказываются равными отношению  $\sigma_{>}/\sigma_{<}$  (2) и мало зависят от других параметров модели. Таким образом, зависимость отношений  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)/\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)$  от массового числа  $A$  на изотопах с  $A > 60$  обусловлена изменением изоспина  $T_0$  и может быть использована для определения сечений возбуждения состояний ГДР с изоспинами  $T_<$  и  $T_>$  из условия наилучшего воспроизведения измеренных отношений  $\sigma_{\text{int}}(\gamma, Xn)/\sigma_{\text{int}}(\gamma, p)$ .

#### Литература

1. *Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko D.S., Stepanov M.E.* // Atlas of Giant Dipole Resonances. International Nuclear Data Committee, INDC(NDS)-394, Distr. GN+NM. 1999.
2. *Dietrich S., Berman B.L.* // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. **38**, No. 2. P. 199.
3. *Варламов В.В., Ииуханов Б.С., Степанов М.Е.* Препринт НИИЯФ МГУ № 96-32/439. М., 1996.
4. *Fullieros S., Gouland B.* // Nucl. Phys. 1970. **A147**. P. 593.
5. *Akyuz R.O., Fallieros S.* // Phys. Rev. Lett. 1971. **27**. P. 1016.
6. *Anderson S.D., Wong C., McClare J.W.* // Phys. Rev. 1965. **138**. P. 615.
7. *Fef F.* // Statist. and Theor. Phys. 1965. No. 1.

Поступила в редакцию  
24.09.99