Письма в ЖЭТФ, том 24, вып. 7, стр. 450 – 453 *5 октября 1976 г.*

ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ ВБЛИЗИ ПОРОГА И ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

М.Г.Урин

Дана количественная интерпретация валентного механизма (γn)-реакции вблизи порога. Формулы для парциальных $E1$-радиационных силовых функций и нерезонансной части сечения выражены в терминах оболочечной и оптической моделей.

В связи с прогрессом экспериментальной техники в последние годы интенсивно исследуются (γn)- и обратные реакции в области неперекрывающихся нейтронных резонансов. Переход к оптической модели, который можно осуществить методами теории конечных ферми-систем [1], позволяет, в частности, дать количественную интерпретацию валентного механизма радиационного захвата нейтрона [2]. Эта задача разбивается на две части: 1) параметризация элементов S-матрицы, отвечающих упругому рассеянию нейтронов и (γn)-реакции S_{nn} и $S_{\gamma n}$, с последующим усреднением величин S_{nn}, $S_{\gamma n}$, $|S_{\gamma n}|^2$ по энергетическому интервалу, содержащему много нейтронных резонансов; 2) получение формул для средних величин в терминах оболочечной и оптической моделей. (Мы ограничимся рассмотрением практически важного случая, когда упругий нейтронный канал является основным каналом распада нейтронных резонансов, так что $|S_{nn}|^2 = 1$, а сечение фотопоглощения совпадает с сечением (γn)-реакции).

Будем предполагать, что нейтронным резонансам отвечают простые полюса матрицы рассеяния. В энергетическом интервале вблизи одного из нейтронных резонансов величины S_{nn} и $S_{\gamma n}$ представим в виде

$$S_{nn}(E) = e^{2i\xi}\left\{1 - \frac{i\gamma_{nc}}{E - E_c + \frac{i}{2}\gamma_{nc}}\right\}, \qquad (1a)$$

$$S_{\gamma n}(E) = e^{i\psi}\left\{|S^{bg}_{\gamma n}| - e^{i\phi}\frac{i\gamma^{1/2}_{\gamma c}\,\gamma^{1/2}_{nc}}{E - E_c + \frac{i}{2}\gamma_{nc}}\right\}. \qquad (1b)$$

Здесь E – энергия нейтрона; $\gamma^{1/2}_{nc}$ – и $\gamma^{1/2}_{\gamma c}$ – амплитуды нейтронной и радиационной ширин резонанса; величина $|S^{bg}_{\gamma n}|^2 = \sigma^{bg}_{\gamma n}/g\pi\lambda\!\!\!^{-2}_{\gamma}$ определяет нерезонансную часть сечения (γn)-реакции. Когда нейтронные силовые функции $S_n = \gamma_n/d$ (γ_n – средняя нейтронная ширина, d – средний энергетический интервал между резонансами с определенными значениями спина и четности) не малы, формулы (1) следует модифицировать так, чтобы учесть вклад соседних резонансов, не нарушая унитарности S-матрицы. Имея в виду последующее усреднение, такую модификацию можно осуществить заменой $E - E_c \to \frac{d}{\pi} \operatorname{tg} \frac{\pi}{d}(E - E_c)$; $\frac{1}{2}\gamma_n \to \frac{d}{\pi} th \frac{\pi\gamma}{2d}$. *(Мы воспользовались моделью эквидистантных резонансов)*. С учетом этого замечания найдем средние величины $\overline{S}_{nn}$ и $\overline{S}_{\gamma n}$:

$$\overline{S}_{nn} = e^{2i\xi - 2\eta}, \qquad \eta = \tfrac{1}{2}\pi S_n , \tag{2a}$$

$$\overline{S}_{\gamma n} = e^{i\phi}\{\,|S_{\gamma n}^{bg}| - e^{i\phi}(1 - e^{-2\eta})(S_\gamma/S_n)^{1/2}\,\} . \tag{2b}$$

Формула (2a) совпадает с результатом работ [3]. Формула (2b) получена в предположении $\overline{\gamma_{\gamma c}^{1/2}\,\gamma_{nc}^{1/2}} = \gamma_\gamma^{1/2}\,\gamma_n^{1/2}$, так что радиационная силовая функция для парциального перехода $S_\gamma = \gamma_\gamma/d$ описывает валентную часть радиационной ширины, которая коррелирует с нейтронной шириной. В этом предположении выражение для среднего сечения (γn)-реакции согласно (1b) имеет вид

$$\bar{\sigma}_{\gamma n}/g\pi\lambda\!\!\!^{-2}_\gamma = |\overline{S_{\gamma n}}|^2 = |S_{\gamma n}^{bg}|^2 + 2(1 - e^{-2\eta})\,[S_\gamma/S_n - \cos\phi\,|S_{\gamma n}^{bg}|(S_\gamma/S_n)^{1/2}] . \tag{3}$$

Из формул (2), (3) следует, что флюктуационные сечения упругого рассеяния и (γn)-реакции определяются силовыми функциями:

$$\sigma_{nn}^{fl}/g\pi\lambda\!\!\!^{-2}_n = 1 - |\overline{S}_{nn}|^2 = 1 - e^{-4\eta} , \tag{4a}$$

$$\sigma_{\gamma n}^{fl}/g\pi\lambda\!\!\!^{-2}_\gamma = |\overline{S_{\gamma n}}|^2 - |\overline{S}_{\gamma n}|^2 = (1 - e^{-4\eta})(S_\gamma/S_n). \tag{4b}$$

Используя базис оболочечной модели, можно осуществить переход к оптической модели путем усреднения по компаунд-ядерным состояниям амплитуд упругого рассеяния нуклона или γ-кванта на ядре [4, 5]. В применении к упругому рассеянию нуклонов вывод состоит в том, что среднюю амплитуду рассеяния можно вычислять с помощью оптической модели с гамильтонианом $h(r) = h_0(r) + \Delta h(r)$, где h_0 – гамильтониан оболочечной модели, $\mathrm{Im}\Delta h < 0$. Пусть ξ и η соответственно действительная и мнимая часть фазы рассеяния нуклона в оптическом потенциале. Тогда согласно (2a) ξ можно отождествить с нерезонансной фазой упругого рассеяния, а η определяет нейтронную силовую функцию.

В случае E1-перехода валентного нейтрона средняя амплитуда (γn)-реакции, определяющая так называемое оптическое сечение, следующим образом вычисляется с помощью оптической модели [4]:

$$\sigma_{\gamma n}^{opt}/g\pi\lambda\!\!\!^{-2}_\gamma = |\overline{S_{\gamma n}}|^2 = K_{ab}\,|\int \chi_E^{(+)}(r)\,r\,\chi_b(r)\,dr\,|^2. \tag{5}$$

Здесь $\chi_E^{(+)}$ – оптикомодельная волновая функция нейтрона в континууме: $(h - E)\chi_E^{(+)} = 0$; χ_b – оболочечная волновая функция нейтрона в связанном состоянии: $(h_o - E_b)\chi_b = 0$; $E = E_\gamma + E_b$; K_{ab} – кинематический фактор. Формула для валентной части среднего сечения дипольного фотопоглощения получена в работе [5] путем перехода к оптической модели в выражении для соответствующей поляризуемости ядра. Используя это выражение, а также соотношения (2а), (4), (5), получим следующую формулу для валентной части парциальной $E1$ радиационной силовой функции в терминах оболочечной и оптической моделей:

$$S_\gamma/S_n = K_{ab}(1 - e^{-4\eta})^{-1}\{-2\mathrm{Im}\int \chi_b(r)\, r\, G_a^{(+)}(r, r';E)\, r'\chi_b(r')\,dr\,dr' -$$

$$- 2\pi \left|\int \chi_E^{(+)} r\, \chi_b\, dr\right|^2\}, \tag{6}$$

где $G^{(+)}(r, r', E)$ – оптикомодельная функция Грина: $(h - E)G^{(+)} = -\delta(r - r')$.

Если в энергетическом интервале вблизи одночастичного резонанса воспользоваться полюсным представлением для величин $e^{2i\xi - 2\eta}$, $\chi_E^{(+)}$, $G^{(+)}(E)$, то для отношения силовых функций (6) можно получить выражение: $S_\gamma/S_n = \Gamma_\gamma/\Gamma_n$, где Γ_γ и Γ_n – одночастичные радиационная и нейтронная ширины. Хотя количественное определение одночастичных ширин содержит некоторый произвол, указанное отношение позволяет рассматривать одночастичное состояние (квазидискретный уровень) как входное. Согласно теории входных состояний величина $S' = (\Gamma_n/\Gamma_\gamma)^{1/2} S_{\gamma n}$ с точностью до фазового множителя представляет собой ту часть диагонального элемента S-матрицы, которая отвечает рассеянию нейтрона с возбуждением квазидискретного уровня, а $\gamma_{\gamma c}/\gamma_{nc} = \Gamma_\gamma/\Gamma_n$. Оптическая теорема $|S'(E)|^2 = -2\mathrm{Re}\, S'(E)$ вместе с формулой (1b) позволяет найти недостающую связь между величинами $\cos\phi$ и $|S_{\gamma n}^{bg}|$, характеризующими сечение (γn)-реакции вблизи порога:

$$2\cos\phi = (S_n/S_\gamma)^{1/2}\,|S_{\gamma n}^{bg}|. \tag{7}$$

Воспользовавшись далее (2) – (7), найдем выражение для нерезонансного сечения (γn)- реакции:

$$\sigma_{\gamma n}^{bg}/g\pi\lambda\!\!\!^{-}_\gamma{}^2 = K_{ab}\, e^{2\eta}\{2\pi(1 + \mathrm{th}\,\eta)\left|\int \chi_E^{(+)} r\chi_b\, dr\right|^2 +$$

$$+ 2\,\mathrm{th}\,\eta\,\mathrm{Im}\int \chi_b\, r\, G_a^{(+)}(r,r';E)\, r'\chi_b\, dr\, dr'\}. \tag{8}$$

Формулы (2а), (6) – (8) решают задачу о выражении параметров парциальных сечений фотонейтронных реакций вблизи порога, обусловленных $E1$ валентным переходом, в терминах оболочечной и оптической моделей. Выполненный в работе [6] полуколичественный анализ показывает, что виртуальное возбуждение гигантского дипольного резонанса (появление динамического эффективного заряда) мало сказывается на валентном переходе вблизи резонанса формы.

В заключение отметим, что в работе [7] формулы для величин S_n, S_γ, $|S_{\gamma n}^{bg}|$ получены путем перехода к оптической модели в выражении для средней K-матрицы, не обращаясь к расчету флюктуационных сечений. Поэтому формулы работы [7] отличаются от приведенных выше. Оценки показывают, что для ядер, находящихся в непосредственной окрестности s-резонанса формы, отличие величин S_γ при энергиях $E \sim 10^2$ *кэв* может достигать $1 \div 2$ порядков величины.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
9 сентября 1976 г.

Литература

[1] А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., изд. Наука, 1965.

[2] J.E.Lynn. The theory of neutron resonance reactions. Oxford, 1968.

[3] P.A.Moldauer. Phys. Rev., 157, 907, 1967; 171, 1164, 1968; 177, 1841, 1969.

[4] М.Г.Урин. Оболочечные эффекты в резонансных ядерных реакциях с нуклонами, МИФИ, 1974.

[5] Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. ЯФ, 23, 1142, 1976.

[6] В.Г.Губа, М.Г.Урин. Изв. АН СССР, сер, физ., 40, 2182, 1976.

[7] A.M.Lane, S.F.Mughabghab. Phys. Rev., C10, 412, 1974.