

**О СТРУКТУРЕ ИЗОБАРИЧЕСКИХ АНАЛОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ
В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ**

Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин

В последние годы изобарические аналоговые состояния систематически обнаруживаются в различных ядерных реакциях практически для всех ядер с $N \neq Z$, что указывает на общую микроскопическую природу этих состояний. Поскольку аналоговые состояния проявляются, в частности, как узкие резонансы в спектре нейтронов в прямой (pn) -реакции, то естественно предположить, что по отношению к ядру-мишенни эти состояния представляют собой коллективные возбуждения типа протон-нейтронная дырка. Ниже показано, что такое описание, по крайней мере для тяжелых ядер, позволяет получить энергии аналоговых состояний и сечение возбуждения в простейших ядерных реакциях.

Для исследования коллективных возбуждений типа частица-дырка с малым суммарным угловым моментом можно использовать методы теории конечных ферми-систем [1]. Пусть $\varepsilon_{\nu}^{p(n)}$ и $\psi_{\nu}^{p(n)}(r)$ - отсчитанные от соответствующей границы Ферми $\varepsilon_0^{p(n)}$ энергии и волновые функции одночастичных состояний протонов (нейтронов) в оболочечной модели; F - амплитуда рассеяния квазичастиц вблизи поверхности Ферми в канале частица-дырка, которую с точностью $\sim (N-Z)/2A$ можно представить в виде [1]

$$F = \frac{1}{2} V \rho_0^{-1} (f + f' \bar{c}_1 \bar{c}_2) \delta(\bar{r}_1 - \bar{r}_2), \quad (1)$$

где V - объем ядра, ρ_0 - совпадает с плотностью одночастичных уровней у поверхности Ферми для прямоугольной потенциальной ямы, а

$$1 + f' = 3\beta \varepsilon_0^{-1} \quad (\beta - \text{коэффициент в энергии симметрии: } E_{\text{симм}} = \beta(N-Z)^2 A^{-1}).$$

Тогда уравнение, определяющее матрицу плотности ρ^s и энергии ω_s коллективного состояния типа протон-нейтронная дырка, имеет вид

$$(\varepsilon_1^p - \varepsilon_2^n - \omega_s) \rho_{12}^s = (n_1^p - n_2^n) f' V \rho_0^{-1} \sum_{3,4} \rho_{34}^s \int \psi_1^* \psi_2 \psi_3^* \psi_4 d\bar{r}, \quad (2)$$

где $n_{\nu}^{n(p)}$ - числа заполнения для нейтронов (протонов).

Естественно сопоставить аналоговому состоянию такое возбуждение, которое возникает в результате замены нейтрона на протон без изменения оболочечных квантовых чисел и, имеющее суммарный угловой момент, равный нулю. Для достаточно тяжелых ядер ($N-Z \gg A^{1/3}$), соответствующее аналоговому состоянию, решение уравнения (2) имеет вид

$$\rho_{12}^a = \delta_{12} (n_1^p - n_2^n) (N-Z)^{-1/2}; \quad \omega_a = (1+f') \Delta \varepsilon_0 = 4\beta (N-Z) A^{-1}, \quad (3)$$

где $\Delta \varepsilon_0 = \varepsilon_0^n - \varepsilon_0^p = 4/3 \varepsilon_0 (N-Z) A^{-1}$. Из (3) легко видеть, что для ядер с примерно одинаковыми энергиями связи протонов и нейтронов

$$\omega_a = \partial E_c / \partial Z \equiv \Delta E_c, \quad (4)$$

где ΔE_c - кулоновская энергия, приходящаяся на один протон.

С помощью матрицы плотности (3) и амплитуды рассеяния (1) легко вычислить матричные элементы, которые определяют сечения простейших ядерных реакций с возбуждением аналоговых состояний. Для прямой (p, n)- реакции соответствующий матричный элемент равен

$$F_{\vec{k}' \rightarrow \vec{k}} = f' V \rho_0^{-1} \sum_{12} \rho_{12}^a \left(\psi_{\vec{k}'}^* \psi_{\vec{k}} \psi_1^* \psi_2 \right) d\vec{r} = f' V \rho_0^{-1} (N-Z)^{-1/2} \left(\psi_{\vec{k}'}^* \psi_{\vec{k}} n(r) \right) d\vec{r}, \quad (5)$$

где $\psi_{\vec{k}'}$, $\psi_{\vec{k}}$ - волновые функции непрерывного спектра, вычисленные с помощью оптической модели, для протона и нейтрона соответственно; $n(r) = \sum_i (n_i^p - n_i^n) |\psi_i|^2$. В этом случае сечение, проинтегрированное по спектру нейтронов в области резонанса, который связан с возбуждением аналогового состояния ("правило сумм") равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\vec{k}}} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{(M_f' V)^2}{(N-Z) \rho_0^2} \frac{k}{k'} \left| \int \psi_{\vec{k}'}^* \psi_{\vec{k}} n(r) d\vec{r} \right|^2, \quad (6)$$

где M - масса нуклона; $\varepsilon_k = \varepsilon_{k'} - \omega_a$.

Пусть ψ_{λ_0} - волновая функция нечетного нейтрона на поверхности Ферми в ядре $(N+1, Z)$. Тогда матричный элемент, соответствующий поглощению протона ядром (N, Z) с возбуждением состояния, аналогичного основному состоянию ядра $(N+1, Z)$, получается из (7) заменой $\psi_{\vec{k}}$ на ψ_{λ_0} . "Правило сумм" для этой реакции имеет вид

$$\int \sigma_{k'} d\varepsilon_{k'} = 2\pi \frac{(f'V)^2}{(N-Z)\rho_0^2} \cdot \frac{M}{k'} \left| \int \psi_{k'}^* \psi_{\lambda_0} n(r) d\tau \right|^2, \quad (7)$$

где $\varepsilon_{k'} = \omega_{\alpha} - E_{\alpha\beta}^P, E_{\alpha\beta}^P$ - энергия связи протона в ядре $(Z+1, N)$.

С точки зрения микроскопического описания кроме аналоговых состояний могут существовать другие коллективные возбуждения типа протон-нейтронная дырка. Представляют интерес состояния с энергией, меньшей ΔE_{α} . В этой области энергий могут наблюдаться состояния 2^+ , а также возбуждение 0^+ с другой матрицей плотности, не сводящейся к константе.

Московский
инженерно-физический
институт

Поступило в редакцию
15 июля 1966 г.

Литература

- [1] А.Б.Мигдал, *Nucl.Phys.*, **51**, 561, 1964; "Теория конечных Ферми-систем и свойства ядер". Изд-во "Наука", М., 1965.