

О ЗАТУХАНИИ ИЗОБАРИЧЕСКИХ АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ

М.Г.Урин

С учетом связи протонных каналов распада изобарических аналоговых резонансов (ИАР) получена формула для ширины "развала" ИАР на конфигурации сложной природы за счет механизма "внешнего" кулоновского смешивания.

В силу приближенного сохранения изоспина ширина для распада аналогового состояния (ИАС) на конфигурации сложной природы Γ^{\dagger} существует в меру кулоновского смешивания указанных состояний и мала в ядерном масштабе ($\Gamma^{\dagger} \ll 2\omega$, где ω – мнимая часть оптического потенциала при соответствующей ИАР энергии возбуждения). Если пренебречь влиянием изовекторного монопольного резонанса на формирование ИАР, то ширина Γ^{\dagger} определяется механизмом "внешнего" смешивания, обусловленным существованием общих (протонных) каналов распада ИАР и конфигураций сложной природы. Существующие теоретические подходы к описанию ИАР в несколько раз переоценивают величины ширины Γ^{\dagger} по сравнению с экспериментальными значениями [1,2].

Одна из возможных причин этой трудности заключена в предположении о независимости протонных каналов распада ИАР. В настоящей работе на основе оболочечной теории ИАР [3] предложен метод учета связи протонных каналов распада и вывод с помощью этого метода формул для распадных шири ИАР.

Поправка к волновой функции (ВФ) ИАС, обусловленная существованием ν -го протонного канала распада ИАР $\delta\psi_\nu$ определяется как разность ВФ $|a\rangle_0 = (2T_0 + 1)^{-1/2} \Gamma^{(-)} |n_\nu\rangle \equiv |d_\nu\rangle + (2T_0 + 1)^{-1/2} |p_\nu\rangle$, характеризуемой изоспином $T_0 + 1/2$ и содержащей однопротонную компоненту $|p_\nu\rangle$ с той же пространственной конфигурацией, что и состояние материнского ядра $|n_\nu\rangle$; и ВФ $|a\rangle = |d_\nu\rangle + \sum_E \alpha_{\nu E} |p_E\rangle$ с неопределенным изоспином, содержащей континуум однопротонных состояний. Коэффициенты $\alpha_{\nu E}$ определяются матричными элементами от изовекторной части оболочечного потенциала $iTV(r)$ между состояниями $|d_\nu\rangle$ и $|p_E\rangle$: $\alpha_{\nu E} = (2T_0 + 1)^{-1/2} (T_0 V)_{\nu E} (E_\nu - E + i\epsilon)^{-1}$. Следовательно, поправка $\delta\psi_\nu$ в координатном представлении равна:

$$\delta\psi_\nu(r) = - \int G_\nu(r, r') T_0 V(r') \psi_\nu(r') dr' - \psi_\nu(r). \quad (1)$$

Здесь $\psi_\nu = (2T_0 + 1)^{-1/2} \chi_\nu$; χ_ν - радиальная ВФ нейтрона, принадлежащего нейтроному избытку в материнском ядре: $(h_n - \epsilon_\nu) \chi_\nu = 0$, где $h_n = K + U + 1/2 T_0 V$ - гамильтониан оболочечной модели для нейтронов; $G_\nu = \sum_E (E - E_\nu + i\epsilon)^{-1} \chi_E(r) \chi_E(r')$ - функция Грина; $(h_p - E) \chi_E = 0$,

где $h_p = K + U - 1/2 T_0 V + V_C$ - гамильтониан оболочечной модели для протонов; K - кинетическая энергия, U - изоскалярная часть оболочечного гамильтониана, V_C - средняя кулоновская энергия взаимодействия протона с ядром; E_ν - энергия ИАР в протонном канале. Если энергию симметрии $T_0 V \equiv v$ заменить на разность $v = h_n - (h_p - V_C)$, то поправку (1) можно представить в виде

$$\delta\psi_\nu(r) = - \int G_\nu(r, r') \{V_C(r') - E_\nu + \epsilon_\nu\} \psi_\nu(r') dr'. \quad (2)$$

Таким образом, величины (1), (2) являются обобщением на случай учета непрерывного спектра поправок к ВФ ИАС за счет кулоновского смешивания с антианалоговыми состояниями. В соответствии с приведенным выводом указанные поправки найдены в приближении независимости протонных каналов распада ИАР.

В меру поправок (1), нарушающих изотопическую симметрию ИАР, возможен распад ИАС на сложные конфигурации $|\lambda\rangle$ (характеризуемые изоспином $T_0 - 1/2$) за счет "остаточного" ядерного взаимодействия H' . Соответствующая ширина определяется с учетом вклада всех неупругих каналов: $\Gamma^\dagger = \sum_\nu \Gamma_\nu^\dagger$. Парциальная ширина Γ_ν в низшем порядке по H' равна

$$\Gamma_\nu^\dagger = 2\pi \rho g_\nu | \langle \lambda | H' | \delta\psi_\nu \rangle |_{a\nu}^2 = 2g_\nu \int w(r) | \delta\psi_\nu(r) |^2 dr. \quad (3)$$

Здесь ρ — плотность конфигураций $|\lambda\rangle$; g_ν — статистический фактор; w — мнимая часть оптического потенциала для протонов с энергией E_ν .

Связь протонных каналов распада ИАР учтем с помощью следующего приема. Пусть F — интенсивность зарядово-обменной части эффективного взаимодействия нуклонов ($\hat{F} = 1/2 F \hat{\tau}_1 \hat{\tau}_2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$). Тогда дополнительное (по сравнению с энергией симметрии) зарядово-обменное поле, действующее на нуклон в процессе протонного распада ИАР, равно

$$\delta v(r) = F(2T_0 + 1) \sum_\nu g_\nu (4\pi r^2)^{-1} \delta \bar{\psi}_\nu(r) \psi_\nu(r), \quad (4)$$

где эффективная поправка к ВФ ИАС за счет ν -го протонного канала распада $\delta \bar{\psi}_\nu$ в свою очередь определяется полем $v + \delta v$, т. е. формулой (1'), которая получается из (1) заменой $v \rightarrow v + \delta v$. Таким образом, самосогласованные условия (1'), (4) позволяют найти величины $\delta \bar{\psi}_\nu$ и δv . Поскольку относительное различие поправок $\delta \psi_\nu$ и $\delta \bar{\psi}_\nu$ не имеет буквенного параметра малости, то можно ожидать, что такое утверждение справедливо и для ширин Γ_ν^\dagger (3) и $\bar{\Gamma}_\nu^\dagger$

$$\bar{\Gamma}_\nu^\dagger = g_\nu \int w(r) \{ |\delta \bar{\psi}_\nu[v + \delta v^*]|^2 + |\delta \bar{\psi}_\nu[v + \delta v]|^2 \} dr. \quad (3')$$

Необходимость симметризации в этой формуле вызвана неэрмитовостью δv .

Для сравнения с экспериментальными значениями ширин Γ^\dagger формулы (3) и (3') следует обобщить на случай учета нелинейных по $\Delta h = \Delta - i w$ эффектов (Δ — изменение действительной части оптического потенциала для протонов по сравнению с U). Так учет возбуждения сложных конфигураций в процессе протонного распада ИАР приводит к следующей модификации поправок (1) [3]:

$$\delta \tilde{\psi}_\nu(r) = \delta \psi_\nu(r) - \int \tilde{G}_\nu(r, r') \Delta h(r') \delta \psi_\nu(r') dr', \quad (5)$$

где \tilde{G}_ν — функция Грина гамильтониана оптической модели для протонов: $\tilde{h}_p = h_p + \Delta h$. Аналогичное уравнение имеет место и для функции $\delta \tilde{\psi}_\nu$. Тогда воспользовавшись изложенным в [3] методом, для ширин $\bar{\Gamma}_\nu^\dagger$ и Γ_ν^\dagger найдем следующие выражения:

$$\bar{\Gamma}_\nu^\dagger + \Gamma_\nu^\dagger = \bar{\Gamma}_{\nu 0}^\dagger - 2g_\nu \text{Im} \int \delta \bar{\psi}_\nu[v + \delta v^*] \Delta h(r) \delta \tilde{\psi}_\nu[v + \delta v] dr, \quad (6)$$

где $\bar{\Gamma}_\nu^\dagger$ и $\bar{\Gamma}_{\nu 0}^\dagger$ — соответственно эффективная и "естественная" протонные ширины ИАР: $\bar{\Gamma}_{\nu 0}^\dagger = \bar{\Gamma}_\nu^\dagger[\Delta h = 0]$ и

$$\Gamma_\nu^\dagger = 2\pi g_\nu \int \psi_\nu(r) (v + \delta v^* - \Delta h)_r \tilde{\chi}_{E_\nu}^{(+)}(r) dr \int \psi_\nu(r) (v + \delta v - \Delta h)_r \tilde{\chi}_{E_\nu}^{(+)}(r) dr. \quad (7)$$

Здесь $(\tilde{h}_p - E)\tilde{\chi}_E^{(+)} = 0$. Для конкретных расчетов формулу (6) удобно преобразовать к виду, не содержащему явно величин $\delta\tilde{\psi}_\nu$:

$$\begin{aligned} \bar{\Gamma}_\nu^\dagger + \bar{\Gamma}_\nu^\dagger = 2g_\nu \text{Im} \{ & \int \psi_\nu(v + \delta v^* - \Delta h)_r \tilde{G}_\nu(r, r^*)(v + \delta v - \Delta h)_{r^*} \psi_\nu dr dr^* - \\ & - \int \psi_\nu^2 \Delta h dr \}. \end{aligned} \quad (8)$$

Непосредственной проверкой убеждаемся, что в первом по Δh порядке выражения (6) и (8) для ширины $\bar{\Gamma}_\nu^\dagger$ переходят в формулу (3').

Московский
инженерно-технический институт

Поступила в редакцию
13 марта 1975 г.

Литература

- [1] G.W.Bund, J.S.Blair. Nucl. Phys., A144, 384, 1970.
- [2] N.Auerbach et al. Rev. Mod. Phys., 44, 48, 1972.
- [3] М.Г.Урин. Оболочечные эффекты в резонансных ядерных реакциях с нуклонами. М., МИФИ, 1974.