

ПРЯМОЙ НЕЙТРОННЫЙ РАСПАД ИЗОБАРИЧЕСКИХ АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ

В.Г.Губа, Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин

На основе оболочечной модели предложена интерпретация запрещенного по изоспину прямого нейтронного распада изобарических аналоговых резонансов (ИАР). Получена формула для упругой нейтронной ширины ИАР. Конкретные расчеты выполнены для случая рассеяния нейтронов на ядрах ^{90}Zr , ^{206}Pb

Изучение запрещенных по изоспину реакций с возбуждением ИАР позволяет сделать заключение как о механизме реакции, так и о механизме нарушения изоспиновой симметрии изобарических аналоговых состояний (ИАС). К указанным реакциям относится возбуждение ИАР нейтронами ($\Delta T = 3/2$). Прямой нейтронный распад ИАР характеризуется парциальными нейтронными ширинами Γ_n^\uparrow и определяет жесткую часть нейтронного спектра. Первые экспериментальные указания на возбуждение ИАР нейтронами недавно появились в литературе [1, 2].

Простую количественную интерпретацию нарушения изоспиновой симметрии ИАС за счет среднего кулоновского поля $V_C(r)$ можно получить в рамках одночастичной модели. Обусловленную этим полем поправку к волновой функции (ВФ) ИАС за счет упругого протонного канала распада ИАР (за счет так называемого "внешнего" смешивания) с точностью до весового множителя можно представить в виде [3]:

$$\delta \chi_j(r) = - \int G_{E_j}^{(+)}(r, r') v(r') \chi_j(r') dr' - \chi_j(r). \quad (1)$$

Здесь $\chi_j(r)$ – радиальная ВФ "валентного" нейтрона в материнском ядре: $(h_n(r) - \epsilon_n) \chi_j(r) = 0$, где $h_n(r) = K + U + (1/2)v$ – гамильтониан оболочечной модели для нейтронов; $G_{E_j}^{(+)}(r, r')$ – функция Грина радиального уравнения Шредингера $(h_p(r) - E)G_{E_j}^{(+)}(r, r') = \delta(r - r')$, где $h_p(r) = K + U - (1/2)v + V_C(r)$ – гамильтониан оболочечной модели для протонов; K – кинетическая энергия; U – изоскалярная часть оболочечного потенциала; v – энергия симметрии; E – энергия ИАР в протонном канале.

В меру поправки (1) возможен прямой нейтронный распад ИАР за счет ядерного взаимодействия \hat{F} . Параметризацию эффективного взаимодействия в канале частица-дырка мы выберем такой же, как и в теории конечных ферми-систем [4]:

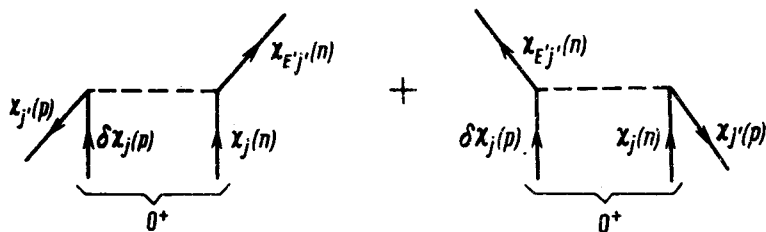
$$\hat{F} = C[f(r_1) + f'(r_1)\hat{\tau}_1\hat{\tau}_2 + \hat{\sigma}_1\hat{\sigma}_2(g(r_1) + g'(r_1)\hat{\tau}_1\hat{\tau}_2)]\delta(r_1 - r_2). \quad (2)$$

Здесь $f(r) = f_{ex} + (f_{in} - f_{ex})f_{WS}(r)$ и т. д.; где $f_{WS}(r)$ – распределение Вудса – Саксона, $f_{ex}^{nn} = (f + f')_{ex}$ и т. д. – феноменологические константы; $C = 380 \text{ Мэв} \cdot \text{ф}^3$.

При резонансном рассеянии нейтронов на магическом ядре (Z, N) с изоспином T_0 в ядре $(Z, N + 1)$ возбуждается аналог материнского ядра $(Z - 1, N + 2)$ с изоспином $T_0 + 3/2$. Будем рассматривать простейшие конфигурации материнского ядра: $\{ [j^{\pi}(p)]^{-1}, [j^{\pi}(n)]_0^{2+} \}$. В этом случае амплитуда прямого нейтронного распада определяется суммой графиков, отвечающих соответственно необменной и зарядово-обменной частям эффективного взаимодействия нейтрона с протоном (2) (см. рисунок). Непосредственное вычисление на основе соотношений (1), (2) приводит к следующей формуле для упругой нейтронной ширины Γ_n^\dagger :

$$\Gamma_n^\dagger = \frac{C^2}{16\pi} \frac{2j+1}{2T_0+3} \left| \int (f^{nn} - 3g^{nn}) \delta \chi_j \chi_j \chi_j \chi_{E_j^{\pi}(r)} r^{-2} dr \right|^2, \quad (3)$$

где $\chi_j^{\pi}(r)$ – радиальная ВФ протонной дырки в материнском ядре (собственная функция гамильтониана h_p), $\chi_{E_j^{\pi}(r)}$ – нормированная на δ -функцию от энергии радиальная ВФ непрерывного спектра для нейтронов (собственная функция гамильтониана h_n). Поскольку при выводе формулы (3) игнорировалась возможность возбуждения сложных конфигураций в процессе прямого нейтронного распада ИАР, то ширина Γ_n^\dagger может быть названа "естественной" шириной.



Влияние сложных конфигураций на эффективную упругую нейтронную ширину ИАР следует учесть в двух пунктах: 1) ВФ непрерывного спектра для нейтронов $\chi_{E_j^{\pi}(r)}$ определяется с помощью гамильтониана оптической модели $\tilde{h}_n = h_n + \Delta_n - i w_n$; 2) эффективная поправка к ВФ ИАС определяется с учетом возбуждения сложных конфигураций в процессе упругого рассеяния протонов [3]:

$$\delta \tilde{\chi}_j = \delta \chi_j - \int G_{E_j^{\pi}}^{(+)}(r, r') [\Delta_p(r') - i w_p(r')] \delta \tilde{\chi}_j(r') dr' \quad (4)$$

Таким образом, эффективная нейтронная ширина $\tilde{\Gamma}_n^\dagger$ определяется формулой (3), в которой $\chi_{E_j^{\pi}(r)} \rightarrow \tilde{\chi}_{E_j^{\pi}(r)}$; $\delta \chi_j \rightarrow \delta \tilde{\chi}_j$. Мерой чистоты изоспина ИАС для рассматриваемого процесса может служить отношение $\tilde{\Gamma}_n^\dagger / [\tilde{\Gamma}_n^\dagger]$, где ширина $[\tilde{\Gamma}_n^\dagger]$ определяется без учета сохранения изоспина, т. е. выражением (3), в котором поправка $\delta \tilde{\chi}_j$ формально заменена функцией χ_j .

По формулам (3) и (4) рассчитаны ширины $\tilde{\Gamma}_n^\dagger$, а также отношения ширин $\tilde{\Gamma}_n^\dagger / [\tilde{\Gamma}_n^\dagger]$ для случая рассеяния нейтронов на ядрах ^{90}Zr и ^{206}Pb с возбуждением аналогов протоннодырочных состояний материнских ядер ^{91}Y и ^{207}Tl соответственно. Выбор указанных ядер обусловлен двумя причинами: 1) упругая ширина $\tilde{\Gamma}_n^\dagger$ определяется наиболее простой формулой; 2) в этой области ядер экспериментально исследуется воз-

Зуждение ИАР нейтронами [1, 2]. Резонансные энергии E^* определены либо из экспериментальных данных, либо расчетным путем. В расчетах использованы следующие значения параметров оболочечного и оптического потенциалов: $U = -52 \text{ Мэв}$, $v = 55(N - Z)A^{-1} \text{ Мэв}$, $a = 0,63 \text{ ф}$, $r_o = r_C = 1,245 \text{ ф}$, $V_{ls} = 7,5 \text{ Мэв}$, $\Delta_{p,n} = 0,33E_{p,n} \text{ Мэв}$, $w_p = 7,5 \text{ Мэв}$, $w_n = 6 \text{ Мэв}$ (поглощение поверхностное). Значения силовых констант взяты из работы [5]: $f_{in}^{nn} = 0,4$; $f_{ex}^{nn} = -1,7$; $g_{in}^{nn} = g_{ex}^{nn} = 1,3$; так что спиновая часть взаимодействия вносит основной вклад в ширину $\tilde{\Gamma}_n^\dagger$. Результаты расчетов (см. таблицу) позволяют сделать следующие выводы: 1) запрет по изоспину для прямого нейтронного распада ИАР оказывается не слишком сильным; величина $(j^* + 1/2)\tilde{\Gamma}_n^\dagger$ составляет заметную долю полной ширины для сравнительно легких ядер. Это утверждение не противоречит экспериментальным данным [2].

Ядро-мишень	$^{90}\text{Zr} (j_n^\pi = 5/2^+)$						$^{206}\text{Pb} (j_n^\pi = 1/2^-)$		
	$1/2^-$	$9/2^+$	$3/2^-$	$5/2^-$	$7/2^-$	$5/2^+$	$1/2^+$	$3/2^+$	$5/2^+$
$E^*, \text{ Мэв}$	5,21	5,63	5,72	6,15	6,39	6,48	12,8	13,1	14,4
$\tilde{\Gamma}_n^\dagger, \text{ кэв}$	1,48	0,07	1,40	0,53	0,33	1,66	0,62	0,11	0,08
$\tilde{\Gamma}_n^\dagger / [\tilde{\Gamma}_n^\dagger]$	0,14	0,15	0,14	0,14	0,16	0,13	0,41	0,13	0,11
$(j^* + 1/2)\tilde{\Gamma}_n^\dagger, \text{ кэв}$	1,48	0,37	2,80	1,59	1,32	4,98	0,62	0,22	0,24

Результаты расчета ширины $\tilde{\Gamma}_n^\dagger$, факторов запрета $\tilde{\Gamma}_n^\dagger / [\tilde{\Gamma}_n^\dagger]$ и величин $(j^* + 1/2)\tilde{\Gamma}_n^\dagger$, характеризующих сечения резонансных реакций в максимуме.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
20 января 1975 г.

Литература

- [1] Б.А.Бенецкий, В.В.Нефедов, И.М.Франк, И.В.Штраних. ЯФ, 17, 21, 1973.
- [2] G. C. Hicks, G. J. F. Legge. J. of Phys., A7, L32, 1974.
- [3] М.Г.Урин. Оболочечные эффекты в резонансных ядерных реакциях с нуклонами. МИФИ, М., 1974.
- [4] А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., изд. Наука, 1965.
- [5] P. Ring, R. Bauer, J. Speth. Nucl. Phys., A206, 97, 1973.