объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р4-81-356

С.Г.Кадменский, С.Д.Кургалин, В.И.Фурман

АЛЬФА-РАСПАД НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

В цикле работ [1-5] для большой группы средних и тяжелых ядер ($60 \leq A \leq 178$) были исследованы реакции (n, α) на резонансных нейтронах. Благодаря весьма чувствительной методике измерений впервые удалось получить как полные [1-3], так и в ряде случаев [4,5] парциальные ширины α-распада компаунд-состояний. Обработка данных [6,7] по усредненным α-ширинам позволила рассчитать силовые функции α-частиц S°_{α}, которые оказались в хорошем согласии с величинами силовых функций $S^{\text{черн.}}_{\alpha}$, вычисленными на основе варианта оптической модели с сильным поглощением α-частиц - модели "черного" ядра. Зависимость силовой функции $S^{\text{черн.}}_{\alpha}$ от массы A составного ядра является плавной, и в отличие от нейтронных силовых функций в ней отсутствуют осцилляции [8], связанные с гигантскими резонансами. Физически это означает, что из-за сильной связи с многоквазичастичными возбуждениями ядра α-частичные уровни полностью фрагментированы по большому числу компаунд-состояний.

Заметим, что для тяжелых ядер ^{172}Yb и ^{178}Hf экспериментальные силовые функции S°_{α} заметно превосходят [6,7] теоретические величины $S^{\text{черн.}}_{\alpha}$ /см. табл.3/. В принципе, это различие можно было бы рассматривать как указание на несправедливость представлений о сильном поглощении α-частиц и об отсутствии гигантских α-частичных резонансов, если бы не тот факт, что ядра ^{172}Yb и ^{178}Hf являются сильно деформированными. Между тем в работах [6,7] при вычислении величин S°_{α} форма указанных ядер принималась сферической.

В настоящей работе мы попытаемся учесть деформацию компаунд-ядра при определении α-частичных силовых функций нейтронных резонансов.

2. α-ЧАСТИЧНЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Определим α-частичные силовые функции согласно работе [6]:

$$S^{\circ}_{fL} = \bar{\Gamma}^{I\pi}_{fL} / (\bar{D}^{I\pi} \cdot \Gamma_{Lf}),$$

$$S^{\circ}_{\alpha} = \bar{\Gamma}^{I\pi} / (\bar{D}^{I\pi} \sum_{fL} \Gamma_{fL}), \qquad /1/$$

где $\bar{\Gamma}_{fL}^{I\pi}$ - усредненная по нейтронным резонансам с данными значениями спина I и четности π парциальная ширина α-распада на фиксированное состояние f дочернего ядра с характеристиками $I_f^{\pi f}$. Вылетающая α-частица имеет момент L и энергию Q_f. Величина $\bar{D}^{I\pi}$ - среднее энергетическое расстояние между компаунд-состояниями с данными I^π. Γ_{fL} - ширина α-частичного резонансного уровня, образуемого при рассеянии α-частицы с характеристиками L, Q_f на вещественной части оптического потенциала $V_\alpha(R)$.

В модели "черного" ядра[9] величинам S_{fL}° и S_α° соответствует силовая функция:

$$S^{\text{черн.}} = 1/D_0 , \qquad /2/$$

где $D_0 \equiv D_{L=0}$, причем D_L - энергетическое расстояние между соседними α-частичными уровнями с фиксированным значением L. Величины D_L, рассчитанные в случае сферических ядер с разными феноменологическими потенциалами $V_\alpha(R)$ для различных моментов L, слабо зависят от L для $L \leq 8$[6], так что замена D_L на D_0 вполне оправдана.

Учитывая соотношения /1/ и /2/ для усредненных парциальных и полных ширин α-распада нейтронных резонансов в сферических ядрах, имеем:

$$\bar{\Gamma}_{fL}^{I\pi} = \Gamma_{fL} \cdot \bar{D}^{I\pi}/D_0 , \quad \bar{\Gamma}^{I\pi} = \sum_{fL} \Gamma_{fL} \cdot \bar{D}^{I\pi}/D_0 . \qquad /3/$$

С физической точки зрения величину $D_0/\bar{D}^{I\pi}$ в /3/ можно рассматривать как эффективное число компаунд-уровней, по которым фрагментирует α-частичное состояние.

Можно предложить[7] несколько иную форму записи α-частичных силовых функций /1/, не содержащую в явном виде ширин α-частичных состояний Γ_{fL} и связанную только с поверхностной кластерной областью[10] атомных ядер, где полностью сформированы фрагменты α-распада.

Введем поверхностный спектроскопический фактор α-частицы $W^{I\pi}$ соотношением[10]:

$$W_{fL}^{I\pi} = \int_{R_{\text{кл.}}}^{R_1} |\Psi_{fL}^{I\pi}(R)|^2 \, dR , \qquad /4/$$

где величина $R_{\text{кл.}}$ согласно[10] равна $R_{\text{кл}} = /1{,}25A^{1/3} + 1{,}3/$ Фм, а R_1 - точка, лежащая левее внешней кулоновской точки поворота. Волновую функцию $\Psi_{fL}^{I\pi}$ относительного движения α-частицы и дочернего ядра в канале (fL) для нейтронного резонанса I^π удобно представить в виде

$$\Psi_{fL}^{I^\pi}(R) = \Phi_{fL}(R)\,(\Gamma_{fL}^{I^\pi} k_f / 2Q)^{1/2} . \qquad /5/$$

Функция $\Phi_{fL}(R)$ удовлетворяет одночастичному уравнению Шредингера с граничным условием

$$\Phi_{fL}(R) \underset{R \to R_1}{=} G_{fL}(R) ,$$

где $G_{fL}(R)$ - нерегулярная кулоновская функция.

Комбинируя /4/ и /5/, получим для ширины $\Gamma_{fL}^{I\pi}$ выражение, близкое по духу к R-матричному[11]:

$$\Gamma_{fL}^{I^\pi} = W_{fL}^{I^\pi} \cdot A_{fL} . \qquad /6/$$

Причем величина

$$A_{fL} = 2Q_f/k_f \int_{R_{\text{кл}}}^{R_1} \Phi_{fL}^2(R)\, dR \qquad /7/$$

имеет смысл эффективного фактора проницаемости. По аналогии с /4/ определим поверхностный спектроскопический фактор W_{fL} для α-кластерного уровня в канале (fL). Как следует из табл.1, где представлены значения W_{fL}, рассчитанные для различных каналов α-распада нейтронных резонансов в ядрах ^{156}Gd, ^{172}Yb, ^{178}Hf с потенциалом $V_\alpha(R)$ из работы[12], величины W_{fL} в широком интервале изменения параметров Q_f, L, f остаются практически постоянными. Поэтому ниже вместо W_{fL} используем $W_0 = 0{,}25$.

Используя формулу /6/ для ширин $\bar{\Gamma}_{fL}^{I\pi}$ и Γ_{fL}, для α-частичных силовых функций /1/ получим:

$$S_{fL}^{\circ} = \bar{W}_{fL}^{I^\pi}/(W_0 \cdot \bar{D}^{I^\pi}) ,$$
$$S_\alpha^{\circ} = \bar{W}^{I^\pi}/(W_0 \cdot \bar{D}^{I^\pi}) , \qquad /8/$$

где

$$\bar{W}^{I^\pi} = \bar{\Gamma}^{I^\pi} / \sum_{fL} A_{fL} . \qquad /9/$$

Заметим, что в силу интегрального определения величин $\bar{W}_{fL}^{I^\pi}$ и W_0 формула /8/ в отличие от аналогичной R-матричной формулы[11], куда вместо отношения $\bar{W}_{fL}^{I^\pi}/W_0$ входит приведенная α-ширина $[\gamma_{fL}^{I^\pi}(R_0)]^2$, выраженная в одночастичных единицах, не содержит резкой зависимости значений силовых функций от выбора радиуса канала R_0.

Расчет силовых функций по формулам /8/ существенно проще, нежели по формулам /1/, так как он не связан с проблемой нахождения α-кластерных ширин Γ_{fL}, требующей решения задачи на собственные значения.

Таблица 1

Значения поверхностных спектроскопических факторов для разных каналов распада нейтронных резонансов

Составное ядро	I^{π}	$I_f^{\pi_f}$	L	Q_{I_f} МэВ	W_{fL}
I56 Gd	2^-	2^+	I	8,209	0,258
		2^+	3	8,209	0,248
		4^+	3	7,964	0,234
I72 Yb	I^-	0^+	I	9,328	0,274
		2^+	I	9,248	0,268
		2^+	3	9,248	0,254
		4^+	3	9,064	0,249
I78 Hf	3^-	0^+	3	9,7I2	0,257
		2^+	I	9,635	0,276
		2^+	3	9,635	0,264
		2^+	5	9,635	0,238
		4^+	I	9,460	0,272
		4^+	3	9,460	0,248
		4^+	5	9,460	0,22I
I78 Hf	4^-	2^+	3	9,635	0,264
		2^+	5	9,635	0,238
		4^+	I	9,460	0,272
		4^+	3	9,460	0,248
		4^+	5	9,460	0,22I

3. α-ЧАСТИЧНЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ ДЛЯ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Поскольку ядра ^{156}Gd, ^{172}Yb, ^{178}Hf имеют большие равновесные деформации ($\beta_2 \sim 0{,}3$) в основных состояниях, можно ожидать, что при энергиях возбуждения $B_n \simeq 8$ МэВ деформации заметно не изменятся [13]. При столь значительных деформациях должно произойти снятие вырождения по модулю K проекции спина резонанса I на ось симметрии ядра. Поэтому можно ввести в рассмотрение набор волновых функций $\Psi^{I^{\pi}|K|}$, характеризующих нейтронные резонансы при условии сохранения величины K. Определим среднее энергетическое расстояние между уровнями, описываемыми функциями $\Psi^{I^{\pi}|K|}$, как $\bar{D}^{I^{\pi}|K|}$. Плотность уровней $\rho_{I^{\pi}|K|}$ можно представить в виде [14]

$$\rho_{I^{\pi}|K|} = (2\pi)^{-1/2}\,\sigma_K^{-1}\,\rho_0(E)\,\exp\Big\{-\frac{1}{T}\Big(\frac{\hbar^2}{2J_{\perp}}I(I+1) + \Big(\frac{\hbar^2}{2J_3} - \frac{\hbar^2}{2J_{\perp}}\Big)K^2\Big\}, \qquad /10/$$

где

$$\sigma_K^{-2} = \frac{\hbar^2}{J_3}\,\frac{1}{T}, \qquad /11/$$

σ_K - среднеквадратичное значение квантового числа K, $\rho_0(E)$ - полная плотность неколлективных уровней, T - температура, $J_{\perp}$ - момент инерции для коллективного вращения вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии, J_3 - эффективный момент инерции, определяющий формирование углового момента вдоль оси симметрии. Полная плотность уровней с квантовыми числами (I^{π}) - $\rho_{I^{\pi}}$ связана с плотностью $\rho_{I^{\pi}|K|}$ соотношением

$$\rho_{I^{\pi}} = \sum_K \rho_{I^{\pi}|K|}\,. \qquad /12/$$

Наконец, можно ввести плотность уровней во внутренней системе составного ядра с данными значениями $K\pi$ [14]:

$$\rho_{K\pi} = (2\pi)^{-1/2}\,\sigma_K^{-1}\,\exp\{-K^2/2\sigma_K^2\}\,\rho_0(E)\,. \qquad /13/$$

В случае, если величины K значительно меньше σ_K и энергия вращения гораздо меньше T, в формулах /10/ и /13/ можно заменить экспоненты единицами и получить следующее соотношение для расстояний между уровнями:

$$\bar{D}^{I^{\pi}} = \bar{D}^{I^{\pi}}/\,r(I) = \bar{D}^{K\pi}/\,r(I)\,, \qquad /14/$$

где $r(I) = I + 1$ для целых I и $r(I) = (2I+1)/2$ для полуцелых I.

В настоящее время существуют серьезные указания на то, что в деформированных ядрах при энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона, величина K перестает быть хорошим квантовым числом [14,15]. Распределение энергетических интервалов $D^{I^{\pi}}$, а также флуктуации нейтронных ширин резонансов свидетельствуют о сильном смешивании по K в волновых функциях нейтронных резонансов. Подтверждением этого являются экспериментальные результаты по исследованию делительных ширин [16] и парциальных ширин жестких γ-переходов [17] в деформированных ядрах. Поэтому волновую функцию нейтронного резонанса $I^{\pi}\lambda$ представим в виде

$$\Psi^{\lambda}_{I^{\pi}M} = \sum_{|K|} a^{I^{\pi}\lambda}_{|K|}\Big\{\sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}}\,[D^I_{MK}\chi^{\lambda}_K + (-)^{I+K}D^I_{M,-K}\chi^{\lambda}_{\bar{K}}](1-\delta_{K,0}) + \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}}\,D^I_{M0}\,\chi^{\lambda}_0\,\delta_{K,0}\Big\}, \qquad /15/$$

где коэффициенты $a^{I^\pi\lambda}_{|K|}$ удовлетворяют условию

$$\overline{a^{I^\pi\lambda}_{|K|}\, a^{*I^\pi\lambda}_{|K'|}} = \delta_{|K|,|K'|}/r(I)\,. \qquad /16/$$

Во внутренней функции χ^λ_K выделим компоненту, связанную с α-частичным резонансным состоянием χ^n_K λ и основным состоянием дочернего ядра χ^f_0 и имеющую вес $b^{\lambda_n}_K$. В модели "черного" ядра величины $b^{\lambda_n}_K$ удовлетворяют соотношению

$$\overline{b^{\lambda_n}_K\; b^{*\lambda_{n'}}_K} = \overline{D}^{K^\pi}\delta_{nn'}/D_{0nK}\,, \qquad /17/$$

где D_{0nK} - расстояние между соседними α-частичными уровнями данного типа nK. В качестве величины n используем квантовые числа NL', определяющие тот α-частичный уровень в сферическом ядре, который переходит в уровень nK при "включении" деформации. По аналогии с ситуацией, имеющей место при эволюции однонуклонных состояний [14], естественно допустить, что при "включении" деформации в α-частичном потенциале не происходит заметного смешивания сферических состояний со значениями главного квантового числа N, отличающимися на 2,4 и т.д. Тогда, если принять, что расщепление по K соседних NL и N+2,L α-частичных сферических уровней происходит в первом приближении симметричным образом, в качестве величины расстояния между соседними α-частичными уровнями D_{0nK} можно использовать "сферическое" значение D_0.

Рассчитаем ширину α-распада нейтронного резонанса с волновой функцией /15/ в конечный канал, описываемый функцией канала $U^{IM}_{I_fL}$:

$$U^{IM}_{I_fL} = \sum_{M_fM'} C^{IM}_{I_fL\,M_fM'}\, Y_{LM'}(\Omega_{\vec R})\,\Psi_{I_fM_f}\,, \qquad /18/$$

с помощью интегральной формулы [10]:

$$\Gamma^{I^\pi}_{I_fL} = 2\pi\,|\langle \Psi^\lambda_{I^\pi M}\,|\,V_{\alpha A-4}\,|\,\tilde F_L(R)\, U^{IM}_{I_fL}\rangle|^2\,, \qquad /19/$$

откуда, ограничиваясь рассмотрением α-переходов на основные вращательные полосы дочерних четно-четных ядер, имеем:

$$\Psi_{I_fM_f} = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}}\, D^{I_f}_{M_f0}\,\chi^f_0\,. \qquad /20/$$

В формуле /19/ $\tilde F_L(R)$ - регулярная кулоновская функция, нормированная на δ-функцию по энергии, $V_{\alpha A-4}$ - действительная часть оптического потенциала взаимодействия α-частицы с дочерним ядром. Преобразуя $Y_{LM}(\Omega_{\vec R})$ в /18/ во внутреннюю систему отсчета и интегрируя по углам Эйлера в /19/, получим, используя соотношения /16/ и /17/:

$$\overline{\Gamma}^{I^\pi}_{I_fL} = \sum_{Kn} |C^{I\,0}_{ILK-K}|^2\,\Gamma^{nK}_L(Q_f)\,\overline{D}^{K^\pi}/r(I)D_0\,, \qquad /21/$$

где $\Gamma^{nK}_L(Q_f)$ - ширина распада во внутренней системе отсчета α-частичного резонансного состояния χ^n_K:

$$\Gamma^{nk}_L(Q_f) = 2\pi\,|\langle \tilde F_L(Q_f)\, Y_{LK}(\Omega_{\vec R'})\,|\,V_{\alpha A-4}(\vec R')\,|\,\chi^n_K(\Omega_{\vec R'})\rangle|^2\,. \qquad /22/$$

Введем теперь α-частичную силовую функцию для деформированных ядер:

$$S_\alpha = \overline{\Gamma}^{I^\pi}/\overline{D}^{I^\pi}\sum_{I_fLKn} |C^{I_f0}_{ILK-K}|^2\,\Gamma^{nK}_L(Q_f)\,, \qquad /23/$$

которой в силу соотношений /21/ и /14/ в модели "черного" ядра будет соответствовать силовая функция $S^{черн}_\alpha$ /2/. Величина S_α /23/ переходит в силовую функцию сферического ядра S°_α при "выключении" деформации, поскольку α-ширины сферических ядер не зависят от K и в сумме по n используется только одно значение с $N = N_0$, $L = L'$.

Формула /23/, в принципе, позволяет провести детальный анализ α-частичных силовых функций для деформированных ядер. Однако при этом необходимо решить сложную проблему расчета ширин $\Gamma^{nK}_L(Q_f)$ α-частичных резонансных состояний в деформированных ядрах. Примем, что основной вклад в канал L α-распада дадут α-частичные уровни с квантовыми числами $L = L'$. Это приближение представляется довольно естественным, поскольку в волновой функции α-частичного состояния NL во внутренней области деформированного ядра по аналогии с однонуклонными состояниями [14] сферическая компонента должна остаться главной вплоть до значений деформации $\beta_2 \simeq 0{,}3$. В то же время в состояниях $L \neq L'$ сферическая компонента L, как правило, оказывается неглавной и переход в конечный канал L носит недиагональный характер, что заметно уменьшает вероятность α-перехода. Следовательно, можно принять, что величина поверхностного спектроскопического фактора W_{LK} для диагонального α-перехода не зависит от K и близка к аналогичной величине W_0 в сферическом ядре. Тогда по аналогии со сферическим случаем /6/ парциальную ширину $\Gamma^{NLK}_L(Q_f)$ представим в виде

$$\Gamma^{NLK}_L(Q_f) = W_0\, A_{LK}(Q_f)\,, \qquad /24/$$

где величины эффективных факторов проницаемости $A_{LK}(Q_f)$ /7/ для деформированных ядер могут заметно отличаться от соответствующих факторов сферических ядер. Используя формулу /24/,

α -частичную силовую функцию /23/ представим окончательно как

$$S_\alpha = \bar{\Gamma}^{I^\pi} / \bar{D}^{I^\pi} W_0 \sum_{I_f LK} |C^{I_f 0}_{ILK-K}|^2 A_{LK}(Q_f). \qquad /25/$$

4. ЭФФЕКТИВНЫЕ ФАКТОРЫ ПРОНИЦАЕМОСТИ α -ЧАСТИЦ С УЧЕТОМ НЕСФЕРИЧНОСТИ

Исследуем влияние несферичности потенциала взаимодействия α -частицы и дочернего ядра на связь различных каналов α -распада и соответствующие изменения эффективных факторов проницаемости α -частиц $A_{LK}(Q_f)$. Как показано в работах /18,19/, расчеты эффективных факторов проницаемости могут быть проведены при одном значении энергии /например, при энергии Q_0, равной энергии α -перехода на основное состояние дочернего ядра/, величины же $A_{LK}(Q_f)$ для любого другого значения энергии Q_f получаются по формуле

$$A_{LK}(Q_f) = A_{LK}(Q_0) f(\Delta Q_f), \qquad /26/$$

где энергетический фактор $f(\Delta Q_f)$ равен отношению поверхностных спектроскопических факторов $W^{\text{сф}}_L$ /4/, вычисленных в сферическом приближении при одинаковых значениях ширин /19/:

$$f(\Delta Q_f) = W^{\text{сф}}(Q_0)/W^{\text{сф}}(Q_f). \qquad /27/$$

С учетом сказанного выше волновая функция χ^{NLn}_K α -частичного резонансного состояния деформированного ядра определяется уравнением Шредингера:

$$[T_{\vec{R}'} + V_{\alpha A-4}(\vec{R}')]\chi^{NLn}_K = Q_0 \chi^{NLn}_K , \qquad /28/$$

где $T_{\vec{R}'}$ - оператор кинетической энергии, $V_{\alpha A-4}(\vec{R}')$ - потенциал взаимодействия, являющийся суммой ядерного $V_{\text{яд}}(\vec{R}')$ и кулоновского $V_{\text{кул}}(\vec{R}')$ несферических потенциалов.

Представляя функцию χ^{NLn}_K в виде

$$\chi^{NLn}_K = \sum_{L'} \Phi^{NLn}_{L'K}(R)\, Y_{L'K}(\Omega_{\vec{R}'}), \qquad /29/$$

для радиальных функций $\Phi^{NLn}_{L'K}(R)$ получаем систему связанных уравнений:

$$\left(-\frac{h^2}{2m^*}\frac{d^2}{dR^2} + \frac{h^2}{2m^*}\frac{L(L+1)}{R^2} - Q_0\right)\Phi^{NLn}_{LK}(R) + \qquad /30/$$
$$+ \sum_{L'} V^K_{LL'}(R)\,\Phi^{NLn}_{L'K}(R) = 0,$$

Таблица 2

Значения эффективных факторов проницаемости $A_{LK}(Q_0)$, рассчитанные при учете связи каналов, а также в диагональном $(A^{\text{диаг}}_{LK}(Q_0))$ и сферическом $(A^{\circ}_{L}(Q_0))$ приближениях /в скобках-показатель степени 10/

	^{178}Hf (Q_0 = 9,635 МэВ)			^{172}Yb (Q_0 = 9,248 МэВ)			^{156}Gd (Q_0 = 7,964 МэВ)		
	связь каналов	диаг. прибл.	сфер. прибл.	связь каналов	диаг. прибл.	сфер. прибл.	связь каналов	диаг. прибл.	сфер. прибл.
A_{10}	I,I2(-7)	2,09(-7)	2,79(-8)	7,53(-8)	I,4I(-7)	I,80(-8)	7,I4(-9)	I,99(-8)	2,54(-9)
A_{11}	2,35(-8)	2,85(-8)	- " -	I,53(-8)	I,74(-8)	- " -	2,I2(-9)	2,67(-9)	- " -
A_{30}	2,86(-8)	I,I0(-7)	I,22(-8)	I,80(-8)	7,55(-8)	7,74(-9)	2,25(-9)	I,22(-8)	I,0I(-9)
A_{31}	2,99(-8)	5,7I(-8)	- " -	I,94(-8)	3,72(-8)	- " -	2,07(-9)	4,07(-9)	- " -
A_{32}	I,25(-8)	I,77(-8)	- " -				I,08(-9)	I,24(-9)	- " -
A_{33}	7,I4(-9)	8,73(-9)	- " -						
A_{50}	I,32(-8)	2,43(-8)	2,84(-9)	8,8I(-9)	I,60(-8)	I,73(-9)	8,I3(-I0)	2,26(-9)	I,95(-I0)
A_{51}	I,I9(-8)	I,94(-8)	- " -	7,89(-9)	I,26(-8)	- " -	7,93(-I0)	I,49(-9)	- " -
A_{52}	7,55(-9)	I,06(-8)	- " -				5,26(-I0)	6,00(-I0)	- " -
A_{53}	3,98(-9)	4,80(-9)	- " -						
A_{54}	2,47(-9)	2,55(-9)	- " -						

где

$$Y^{K}_{LL'}(R) = \langle Y_{LK}(\Omega_{\vec{R}}) \,|V_{\alpha A-4}(\bar{R}')|\, Y_{L'K}(\Omega_{\vec{R}'})\rangle . \qquad /31/$$

Эта система решалась методом интегрирования "вовнутрь" при использовании следующих граничных условий [10]:

$$\Phi^{NLn}_{LK}(R) \xrightarrow[R\to R_1]{} G_{L_n}(R)\,\delta_{L,L_n}, \qquad /32/$$

которые физически соответствуют учету влияния деформации в рамках теории возмущений, когда в первом приближении пренебрегают влиянием недиагональных ($L \neq L_n$) α -ширин. С помощью функций $\Phi^{NL_n}_{LK}(R)$ по формуле /7/ были рассчитаны значения эффективных факторов проницаемости $A_{LK}(Q_0)$. Ядерный и кулоновский потенциалы взаимодействия выбирались в виде

$$V_{яд}(\vec{R}') = -V_0 \left\{1 + \exp\frac{[R - r_0(A-4)^{1/3}(1 + \sum_{\lambda=2,4}\beta_\lambda Y_{\lambda 0}(\Omega_\alpha))]}{a}\right\}, \qquad /33а/$$

$$V_{кул}(\vec{R}') = \frac{2(z-2)e^2}{R} + e^2 \sum_{\lambda=2,4}\sqrt{\frac{4\pi}{2\lambda+1}}\,\frac{Q'_\lambda}{R^{\lambda+1}} Y_{\lambda 0}(\Omega_\alpha), \qquad /33б/$$

где величины параметров ядерного потенциала $V_0 = 177{,}3$ МэВ, $r_0 = 1{,}342$ Фм, $a = 0{,}569$ Фм взяты из работы [12], значения параметров деформации ядерного потенциала β_λ и электрических мультипольных моментов Q'_λ во внутренней системе координат - из работ [20,21].

В табл.2 представлены значения эффективных факторов проницаемости $A_{LK}(Q_0)$, рассчитанные для трех случаев:

1/ в сферическом приближении $(\beta_\lambda = Q'_\lambda = 0) - A^{\circ}_{L}(Q_0)$;

2/ в диагональном приближении, когда учитывались только диагональные матричные элементы /31/ без учета связи каналов - $A^{диаг}_{LK}(Q_0)$;

3/ при полном с последовательным учетом связи каналов - $A_{LK}(Q_0)$.

Как видно из таблицы, переход от сферического к диагональному приближению существенно изменяет величины $A_{LK}(Q_0)$ из-за эффективного уменьшения ширины потенциального барьера при "включении" деформации. При $K = 0$ величины $A^{диаг}_{LK}(Q_0)$ значительно превышают величины $A^{\circ}_{L}(Q_0)$, но с ростом K значения $A^{диаг}_{LK}(Q_0)$ для данного L уменьшаются и при $K = 4$ становятся меньше величин $A^{\circ}_{L}(Q_0)$. Учет связи каналов во всех случаях, как правило, несколько уменьшает значения $A_{LK}(Q_0)$ по сравнению с диагональным приближением.

5. α -ЧАСТИЧНЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

В табл.3 приведены α -частичные силовые функции S_α, рассчитанные по формуле /25/ с использованием эффективных факторов проницаемости $A_{LK}(Q_0)$ для трех указанных выше случаев. В третьей колонке этой таблицы представлены величины S°_{α}, рассчитанные в сферическом приближении, в последней колонке - значения силовой функции $S^{черн}_{\alpha}$, полученные в модели "черного" ядра. Видно, что переход от сферического (S°_{α}) к диагональному ($S^{диаг}_{\alpha}$) приближению приводит к уменьшению значений силовой функции, учет же связи каналов - к некоторому увеличению силовой функции S_α по сравнению с $S^{диаг}_{\alpha}$.

Таким образом, учет деформации позволяет улучшить согласие теоретических ($S^{черн}_{\alpha}$) и экспериментальных величин силовых функций для ядер $^{156}Gd(I^\pi = 2^-)$, $^{172}Yb(I^\pi = 1^-)$ и $^{178}Hf(I^\pi = 3^-)$. В то же время для резонансов с $I^\pi = 4^-$ в ядре ^{178}Hf существенного улучшения добиться не удается. Это связано с тем, что в формуле /25/ члены суммы с $K = 0$, имеющие максимальные значения эффективных факторов проницаемости, выпадают для состояний с $I^\pi = 4^-$.

Таблица 3

Значения α -частичных силовых функций S_α нейтронных резонансов

Составное ядро	I^π	$S^{0}_{\alpha} \times 10^2$ (МэВ$^{-1}$)	$S^{диаг}_{\alpha} \times 10^2$ (МэВ$^{-1}$)	$S_{\alpha} \times 10^2$ (МэВ$^{-1}$)	$S^{черн}_{\alpha} \times 10^2$ (МэВ$^{-1}$)
^{156}Gd	2^-	$5{,}0^{+6,8}_{-4,7}$	$3{,}2^{+4,3}_{-3,0}$	$4{,}6^{+6,2}_{-4,3}$	4,5
^{172}Yb	1^-	$18^{+10}_{-8,4}$	$3{,}6^{+2,0}_{-1,7}$	$7{,}2^{+4,0}_{-3,4}$	4,7
^{178}Hf	3^-	$19^{+11}_{-8,7}$	$4{,}9^{+2,8}_{-2,1}$	$9{,}4^{+5,4}_{-4,0}$	4,8
^{178}Hf	4^-	54^{+33}_{-25}	33^{+21}_{-16}	47^{+30}_{-23}	4,8

Следует отметить, что для всех исследованных ядер экспериментальные погрешности в определении ширин Γ^{I^π} весьма велики, что связано в основном с малой статистикой усреднения /усреднение проводилось по трем уровням/. Желательно повысить статистическую точность результатов, что позволит сделать окончательное заключение о резонансах $^{178}Hf\,(I^\pi = 4^-)$ и о физическом смысле отклонения экспериментальных значений силовой функции от теоретических величин $S_\alpha^{черн}$.

Заметим, что выражение ширины в виде

$$\Gamma^{I^\pi} = \sum_{I_f} \Gamma^{I_f \pi_f} = W_0 \sum_{I_f LK} |C^{I_f 0}_{IL\,K-K}|^2 A_{LK}(Q_0) f(\Delta Q_{I_f}) \qquad /34/$$

позволяет предсказать парциальные интенсивности α-переходов на уровни I_f для изучаемых ядер /табл.4/. Представляется интересным проведение измерений с целью сравнения экспериментальных и предсказанных величин.

Таблица 4

I^π_f	Сост. ядро	I^π	Доля %	Сост. ядро	I^π	Доля %	Сост. ядро	I^π	Доля %	I^π	Доля %
0^+			0			34			16		0
2^+	^{156}Gd	2^-	79	^{172}Yb	1^-	55	^{178}Hf	3^-	52	4^-	39
4^+			20			11			28		50
6^+			1			–			4		11

ЛИТЕРАТУРА

1. Kvitek J., Popov Yu.P. Nucl.Phys., 1970, A154, p.177.
2. Balabanov N. et al. Nucl.Phys., 1976, A261, p.35.
3. Балабанов Н. и др. ЯФ, 1978, 28, с.1148.
4. Popov Yu.P. et al. Nucl.Phys., 1972, A188, p.212.
5. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, 3-80-564, Дубна, 1980.
6. Фурман В.И. и др. ОИЯИ, Р4-8734, Дубна, 1975.
7. Кадменский С.Г. и др. Тезисы докладов XXIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1979, с.183.
8. Lynn J.E. The Theory of Neutron Resonance Reactions, Oxford, 1968.
9. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. ИЛ, М., 1954, с.305.
10. Кадменский С.Г. и др. ОИЯИ, Р4-8730, Дубна, 1975; Кадменский С.Г., Фурман В.И. ЭЧАЯ, 1975, 6, с.469.
11. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИЛ, М., 1960, с.104.
12. McFadden L., Satchler G.R. Nucl.Phys., 1966, 84, p.177.
13. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, Р4-10386, Дубна, 1977.
14. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1977, т.2.
15. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, т.3, вып.4, с.770.
16. Keyworth G.A. III Школа по нейтронной физике. ОИЯИ, Д3-11787, Дубна, 1978, с.247.
17. Aldea L. et al. Proc. of Int. Conf. on Nucl.Phys. (Munich), N.Y., 1972, p.660.
18. Froman P.O. Mat.Fys.Skr.Dan.Vid.Selsk., 1957, 1, p.3.
19. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д. Деп. в ВИНИТИ 23.7.80 г., №3287-80.
20. Shaw A.H., Greenberg J.S. Phys.Rev., 1974, C10, p.263.
21. Lobner K., Vetter M., Honig K. Nuclear Data Tables, 1970, A7, p.495.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 июня 1981 года.