

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-85-45

Нгуен Динь Винь*

ФРАГМЕНТАЦИЯ ПОДОБОЛОЧЕК
В ЯДРАХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

Направлено в "Известия АН СССР,
серия физическая"

* Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

1985

Изучение процесса фрагментации малоквазичастичных компонент волновых функций занимает особое место в теории ядерной структуры в последние годы. За это время накопилось большое количество экспериментальных данных по фрагментации глубоколежащих дырочных состояний в сложных ядрах ¹⁻³. В рамках квазичастично-фононной модели ядра ⁴ интенсивно исследуется фрагментация малоквазичастичных состояний как в деформированных, так и в сферических ядрах ⁵⁻¹². В работах ^{5,6} были рассмотрены общие закономерности фрагментации одночастичных состояний в деформированных ядрах. В ¹¹ проведено сравнение фрагментации одних и тех же подболочек в сферических и деформированных ядрах. В данной работе мы исследуем фрагментацию дырочных подболочек для ряда ядер редкоземельной области: ¹⁵¹Sm, ¹⁵⁵Gd, ¹⁷¹Yb и ¹⁷³Lu. Гамильтониан квазичастично-фононной модели ядра

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_Q \quad /1/$$

включает среднее поле для нейтронов и протонов H_{av} в форме потенциала Вудса-Саксона, стандартное спаривательное взаимодействие H_{pair} в канале частица-частица и сепарабельные мультипольные силы H_Q в канале частица-дырка. Модельный гамильтониан в терминах операторов рождения и уничтожения квазичастиц и фононов приведен в ^{4,5}.

Для нечетных деформированных ядер волновую функцию i -го возбужденного состояния с квантовыми числами K^π следует взять в виде

$$\Psi_i(K^\pi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \left\{ \sum_{\rho} C_{\rho}^i a_{\rho\sigma} \cdot \sum_g D_g^i(a'Q') \right\} \Psi_0 \quad /2/$$

Здесь Ψ_0 - волновая функция фононного вакуума; $g = \nu\lambda\mu j$, где j - номер корня секулярного уравнения для однофононного состояния мультипольности $\lambda\mu$; a^\dagger, Q^\dagger - операторы рождения квазичастицы и фонона. Совокупность квантовых чисел для произвольного одночастичного состояния обозначим через $(\nu\sigma)$, а для состояний с фиксированным значением K^π - через $(\rho\sigma)$, $\sigma = \pm 1$. Волновая функция $Q_g^\dagger \Psi_0$ рассчитывается в приближении случайной фазы.

При расчетах фрагментации высоковозбужденных состояний удобнее рассчитывать соответствующие силовые функции. Силовая функция для одноквазичастичной компоненты волновой функции $/2/$ имеет вид ⁵

$$C_{\rho}^2(\eta) = \frac{1}{2\pi} \sum_i (C_{\rho}^i)^2 \frac{\Delta}{(\eta - \eta_i)^2 + (\Delta/2)^2} = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \left(\frac{1}{F(\eta + i \frac{\Delta}{2})} \right), \quad /3/$$

где $F(\eta_i) = 0$ - секулярное уравнение для нахождения η_i . Энергетический интервал Δ определяет способ представления результатов вычисления. Явный вид для /3/ приведен в /5/. Все параметры гамильтониана фиксированы при описании низколежащих состояний ядер, поэтому при исследовании состояний с промежуточной и высокой энергией возбуждения и, в частности, при исследовании фрагментации нет ни одного свободного параметра. Используются одночастичные энергии и волновые функции потенциала Вудса-Саксона. Параметры потенциала взяты такими же, как в /5,6,11/. Константы спаривания G_N и G_Z и мультиполь-мультипольных сил $k^{(\lambda)}$ были взяты в соответствии с /6/. Учитывались фононы пятнадцати мультипольностей с $\lambda = 2, 3, \dots, 7$. Силы квадруполь-квадрупольного и октуполь-октупольного взаимодействия были подобраны так, чтобы воспроизвести экспериментальные энергии первых квадрупольных и октупольных вибрационных состояний в соответствующем четно-четном ядре. Выбор остальных констант описан в /6/. В расчетах мы полагали $\Delta = 0,4$ МэВ.

Для того, чтобы вычислить фрагментацию подболочки с данными $n\ell J$ мы должны принять во внимание следующее обстоятельство. В деформированном ядре аксиальная деформация приводит к расщеплению подболочки на $J+1/2$ дважды вырожденных уровней, т.е. теперь проекции момента на ось симметрии K принимают значения $1/2, 3/2, \dots, J$. Сила подболочки $n\ell J$ из-за деформации распределяется по нескольким состояниям с $K = 1/2$, нескольким состояниям с $K = 3/2$ и т.д. Каждое одночастичное состояние ρ входит в это распределение с определенным весом, который определяется как коэффициент $a_{\rho K}^{\rho K}$ в разложении волновой функции $\phi_{\rho K}$ одночастичного состояния с квантовыми числами ρK аксиально-симметричного потенциала Вудса-Саксона по оболочечным функциям $\phi_{n\ell J}$ сферически-симметричного потенциала

$$\phi_{\rho K} = \sum_{n\ell J} a_{n\ell J}^{\rho K} \phi_{n\ell J}. \quad /4/$$

Поэтому полная сила подболочки $n\ell J$ складывается из сил всех таких состояний с учетом их фрагментаций за счет взаимодействия с фононами. Соответствующая силовая функция имеет вид /11/

$$S_{n\ell J}(\eta) = \sum_{\rho K} (a_{n\ell J}^{\rho K})^2 C_{\rho K}^2(\eta). \quad /5/$$

Здесь $C_{\rho K}^2(\eta)$ совпадает с /3/; мы дополнили индекс K , чтобы подчеркнуть, что для каждого значения K сила подболочки $n\ell J$ распределяется по нескольким одночастичным состояниям и что суммирование в /5/ распространяется по всем ρ и K . Можно ввести соответственно волновые функции дырочной и частичной частей пол-

ной силы подболочки $\tilde{S}_{n\ell J}(\eta)$ и $\tilde{S}_{n\ell J}(\eta)^{11/}$. Они имеют вид

$$\tilde{S}_{n\ell J}(\eta) = \sum_{\rho K} (a_{n\ell J}^{\rho K})^2 v_{\rho}^2 C_{\rho K}^2(\eta), \quad /6/$$

$$\tilde{S}_{n\ell J}(\eta) = \sum_{\rho K} (a_{n\ell J}^{\rho K})^2 u_{\rho}^2 C_{\rho K}^2(\eta). \quad /7/$$

Здесь u_{ρ} и v_{ρ} - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова. Суммирование в /6/ и /7/, как и в /5/, означает суммирование по всем одночастичным состояниям в деформированном ядре, по которым распределена данная сферическая подболочка $n\ell J$ из-за статической деформации.

В качестве примера на рис.1 представлены расчетные кривые силовых функций $S_{n\ell J}(\eta)$ для нейтронных низколежащих подболочек $1i_{13/2}$ и $1h_{11/2}$ в ядрах ^{155}Gd и ^{171}Yb . Мы видим, что для подболочек $1i_{13/2}$ и в ^{171}Yb , и в ^{155}Gd силовые функции $S_{n\ell J}(\eta)$ характеризуются большой концентрацией силы и сравнительно малой областью их локализации. Кривые имеют несколько главных пиков в области низких энергий возбуждения < 3 МэВ/ и дальше резко уменьшаются. Область распределения силы достигает 6-7 МэВ, причем видно, что основная часть силы сосредотачивается в районе меньше 4 МэВ /порядка 70-80%. Остальная малая часть /около 30%/ силы разбросана в интервале /4-9 МэВ/ при больших энергиях. Из рисунка видно некоторое различие в силовых функциях ^{171}Yb и ^{155}Gd . Прежде всего это относится к степени концентрации силы подболочек и расположению главных пиков. Область локализации основной силы подболочки в ^{171}Yb на 1-2 МэВ меньше, чем в ^{155}Gd , и главные пики смещаются вправо. Что касается силовой функции $S_{1i_{13/2}}(\eta)$ для ^{151}Sm , то она имеет такой же вид, как и в случае ^{155}Gd . Недавно появились экспериментальные данные по фрагментации подболочки $1i_{13/2}$ в $^{151}\text{Sm}^{12/}$. Эксперимент по изучению реакции $^{152}\text{Sm}(\alpha, n)^{151}\text{Sm}$ дает следующий результат: в области 0-2 МэВ спектроскопические факторы имеют значение 1,34. В этой же области наш расчет дает значение 1,62.

Поведение силовых функций подболочек $1h_{11/2}$ в целом сохраняет общие черты с силовыми функциями подболочек $1i_{13/2}$, как в ^{171}Yb , так и в ^{155}Gd , хотя почти 50% силы $1h_{11/2}$ распределено в более широкой области энергий > 4 МэВ/.

Причина такого поведения силовых функций $S_{n\ell J}(\eta)$ для $1i_{13/2}$ и $1h_{11/2}$ легко выясняется на основе общих закономерностей фрагментаций одноквазичастичных состояний. На рис.2 показано распределение силы нейтронной подболочки $1i_{13/2}$ по одночастичным состояниям в потенциалах с параметрами для зоны $A = 155$ (^{155}Gd) и зоны $A = 173$ (^{171}Yb). На этом же рисунке показано положение поверхности Ферми. Мы видим, что в обоих случаях основная сила /70-80%/ подболочки $1i_{13/2}$ распределяется по нескольким состояниям /4 - в ^{155}Gd и 5 - в ^{171}Yb /, лежащим вблизи уровня

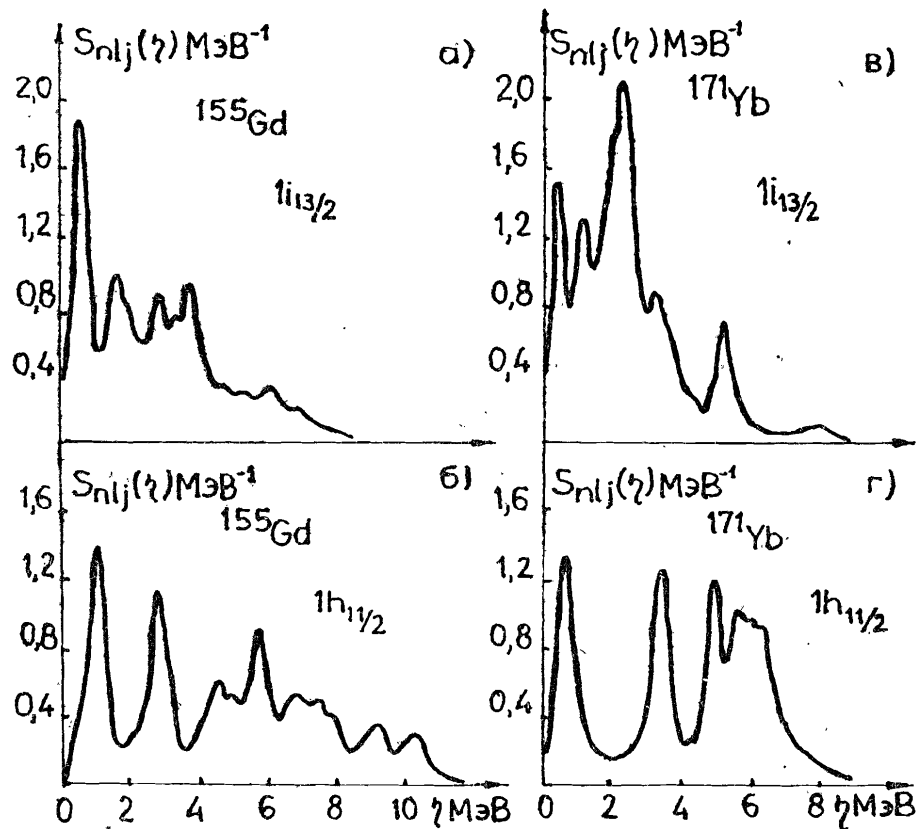


Рис.1. Фрагментация подоболочек $1i_{13/2}$ и $1h_{11/2}$ в ^{155}Gd /а,б/ и в ^{171}Yb /в,г/.

Ферми. Эти состояния слабо фрагментированы, и вместе с основным состоянием они образуют главные пики в области малых энергий возбуждения. Другие состояния /например $615\uparrow$, $606\uparrow$, 651 , $431\uparrow$ / очень сильно фрагментируются. Они расширяют области локализации подболочки, но их вклады малы /поскольку часть силы подболочки, приходящаяся на их долю, мала, ~20-30%, что объясняет резкое уменьшение силовой функции $S_{1i_{13/2}}(\eta)$ при больших энергиях возбуждения. Небольшое вышеупомянутое различие в поведении силовых функций $S_{nlj}(\eta)$ в ^{171}Yb и в ^{155}Gd объясняется, во-первых, различием в положении подболочек в сферическом базисе; так, например, из рис.2 видно, что энергия подболочки $1i_{13/2} \approx -5,622$ МэВ в ^{171}Yb и $\approx -5,127$ МэВ в ^{155}Gd и, во-вторых, различием в положении по отношению к поверхности Ферми тех состояний, на которые приходится большая часть силы сферической подболочки.

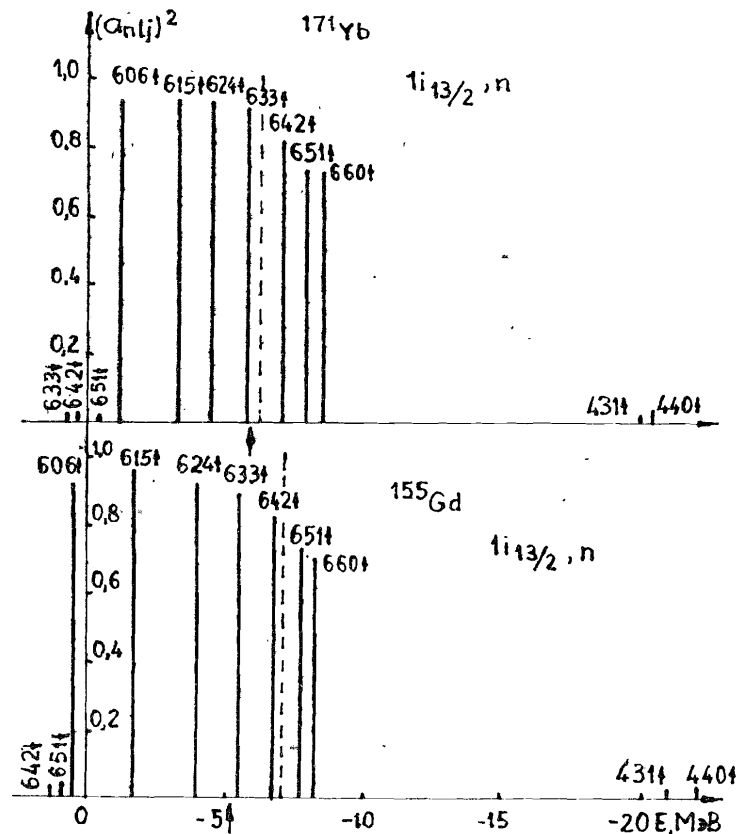


Рис.2. Распределение силы подболочек $1i_{13/2}$ в ^{171}Yb и в ^{155}Gd / по одночастичным состояниям в потенциале Вудса-Саксона с аксиально-симметричными деформациями /параметры потенциала взяты, как в ^{5,6,11/ / . Стрелками указано положение подболочек в сферическом базисе. Пунктирными линиями показаны основные состояния. Видно небольшое различие положений подболочек в сферическом базисе и числа одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми.}

Силовые функции для нейтронных подболочек $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ в ядрах ^{155}Gd и ^{171}Yb представлены на рис.3. Область локализации их силы значительно шире по сравнению с $1i_{13/2}$ и $1h_{11/2}$ и достигает 10-12 МэВ. Внутри этой области сила подболочек распределена сравнительно равномерно, только незначительная часть их силы /10-20%/ исчерпывается в области малых энергий возбуждения /<4 МэВ/. Более детальное распределение сил подболочек можно видеть в таблице.

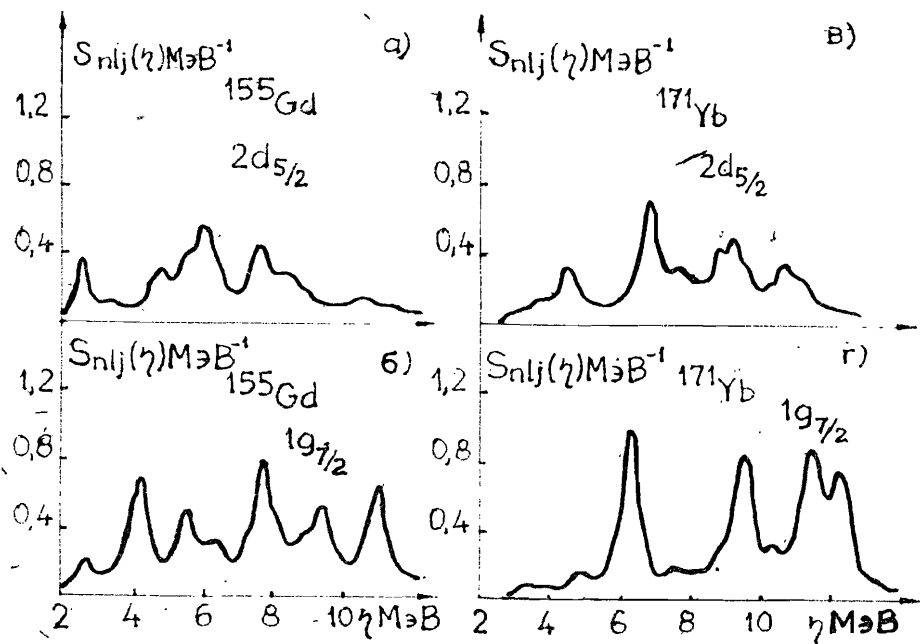


Рис. 3. Фрагментация подоболочек $2d_{5/2}$ и $1g_{7/2}$ в ^{155}Gd /а, б/ и в ^{171}Yb /в, г/.

Таблица. Расчетные данные о распределении силы нейтронных подболочек в ^{155}Gd и ^{171}Yb *

Ядро	nlJ	ΔE_x , МэВ		
		0-4	4-8	8-14
^{155}Gd	1i 13/2	4,66	1,47	0,61
	1h 11/2	3,83	1,26	0,65
	2d 5/2	0,48	1,28	0,91
	1g 7/2	0,50	1,46	1,74
^{171}Yb	1i 13/2	5,23	1,03	0,12
	1h 11/2	3,05	2,02	0,61
	2d 5/2	0,35	1,20	2,27
	1g 7/2	0,23	1,20	2,27

Здесь, как и в ^{111}In , нормировка подболочки принята на $J + 1/2$. Представленные величины равны интегралу от $S_{nlJ}(\eta)$ в соответствующих интервалах энергий.

Экспериментально установлено, что дифференциальное сечение реакции однонуклонной передачи для ядер редкоземельной области имеет характерную структуру с несколькими отчетливо выделенными пиками при низких энергиях возбуждения < 4 МэВ/ и более гладкое поведение в области выше 4 МэВ 3,7 . Такое поведение сечения для ядер этой области вполне соответствует картине распределения силы подболочек, полученной на основе наших расчетов.

Наши расчеты показывают, что для глубоколежащих подболочек силовые функции $S_{nlJ}(\eta)$ весьма близки к $S_{nlJ}(\eta)$. Для низколежащих подболочек $S_{nlJ}(\eta)$ испытывает незначительное уменьшение по сравнению с $S_{nlJ}(\eta)$ в области малых энергий возбуждения < 4 МэВ/, а в области больше 4 МэВ наблюдается заметное уменьшение $S_{nlJ}(\eta)$ по сравнению с $S_{nlJ}(\eta)$.

Нами рассчитана также фрагментация ряда глубоколежащих и низколежащих протонных подболочек в ядре ^{178}Lu . Основные выводы о характере фрагментаций подболочек, сделанные выше для нейтронной системы, остаются верными и для протонной системы, что является естественным в случае сильного остаточного взаимодействия.

Автор выражает глубокую благодарность профессору В.Г.Соловьеву за постоянное внимание к работе, доктору физ.-мат. наук Л.А.Малову и В.О.Нестеренко за обсуждение, ценные замечания и помощь в ходе работы.

ЛИТЕРАТУРА

- Gales S. Nucl.Phys., 1981; A354, p.193; Preprint IPNO Ph.81-05, Orsay, 1981.
- Gales S. et al. Nucl.Phys., 1983, A389, p.19.
- Bekstad J. et al. Nucl.Phys., 1984, A417, p.376.
- Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.580.
- Малов Л.А., Соловьев В.Г. Nucl.Phys., 1976; A270, p.87.
- Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЯФ, 1977, 26, с.729.
- Малов Л.А., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г. Изв.АН СССР, сер.физ., 1975, 39, с.1506.
- Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1980, A342, p.261.
- Вдовин А.И., Стоянов Ч., Чан Зуй Кхьонг. Изв.АН СССР, сер. физ., 1979, 43, с.998.
- Воронов В.В., Чан Зуй Кхьонг. Изв.АН СССР, сер.физ., 1981, 45, с.1909.
- Нгуен Динь Винь и др. В кн.: Тезисы докладов XXXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1984, с.169; Нгуен Динь Винь и др. ОИЯИ, Р4-84-304, Дубна, 1984.
- Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.