

**объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна**

P4-84-304

**А.И.Вдовин, Л.А.Малов, Нгуен Динь Винь,
В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов***

**ФРАГМЕНТАЦИЯ ПОДОБОЛОЧЕК
В СФЕРИЧЕСКИХ
И ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ**

Направлено в журнал "Nuclear Physics A"

* Институт ядерных исследований
и ядерной энергетики БАН, София

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из проблем, которая в последние годы исследуется в большом числе теоретических и экспериментальных работ, — это проблема затухания ядерных возбуждений простой структуры типа гигантских резонансов или сильновозбужденных одночастичных мод^{/1-10/}. Исследования, выполненные в рамках квазичастично-фононной модели, показали, что механизм затухания гигантских резонансов в сферических и деформированных ядрах различен. Если в средних и тяжелых ядрах сферической формы ширина резонанса возникает за счет взаимодействия одно- и двухфононных состояний, сильной связи резонанса с низколежащими коллективными вибрациями^{/1,11/}, то в деформированных ядрах взаимодействие одно- и двухфононных состояний играет гораздо меньшую роль, и ширина /точнее, область локализации/ резонанса возникает главным образом из-за расщепления сферически-симметричных одночастичных подболочек из-за статической деформации^{/3/}.

Нам представляется интересным исследовать этот вопрос применительно к высоколежащим одночастичным возбуждениям нечетных ядер. В настоящее время накоплена обширная экспериментальная информация о фрагментации этих состояний, полученная главным образом в реакциях однонуклонной передачи^{/9,10/}. Выполнены измерения и для цепочек изотопов, внутри которых по мере изменения массового числа форма ядер изменяется от сферически-симметричной к деформированной /например, для изотопов Sm, Pm, Nd^{/12,17/}. Поэтому и мы в настоящей работе выбрали объектом исследования эти ядра.

Материал в настоящей работе расположен следующим образом. В § 2 кратко изложены основные положения квазичастично-фононной модели /КФМ/, приведены необходимые параметры и некоторые технические детали расчетов. В § 3 обсуждается расщепление подболочек сферически-симметричного потенциала и распределение их силы из-за квадрупольной деформации. Фрагментация одноквазичастичных состояний вследствие взаимодействия с фононами исследуется в § 4, и здесь же сравниваются распределения силы подболочек nJ в деформированных и сферических ядрах. В § 5 проведено сравнение теории и эксперимента, в § 6 сформулированы выводы.

§2. КФМ И ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

Гамильтониан КФМ включает феноменологические потенциалы среднего поля для протонов и нейтронов /как правило, они имеют форму

потенциала Вудса-Саксона/, стандартное спаривательное взаимодействие в канале частица-частица и сепарабельные мультипольные и спин-мультипольные силы /изоскалярные и изовекторные/ в канале частица-дырка. Этот гамильтониан после серии последовательных преобразований / u, v - преобразования Боголюбова и последующего введения операторов рождения и уничтожения фононов/ приобретает вид, в котором явно выделены члены, описывающие независимое движение боголюбовских квазичастиц и фононов, и член, отвечающий за взаимодействие этих двух типов возбуждений (H_{qph}). Подчеркнем, что в четно-четных ядрах взаимодействие квазичастиц с фононами H_{qph} приводит к смешиванию одно- и двухфононных состояний и возникновению ширины Γ^+ у гигантских резонансов. Подробное изложение формализма модели можно найти в /8-5, 11, 18, 19/.

В настоящей работе мы будем учитывать взаимодействие одно-квазичастичного состояния с конфигурациями не сложнее, чем "квазичастица + фонон", т.е. в сферическом ядре волновая функция ν -ого возбужденного состояния с моментом и четностью J^π будет иметь вид

$$\Psi_\nu(JM) = C_{J\nu} \left\{ a_{JM}^+ + \sum_{\lambda i j} D_J^{\lambda i}(J\nu) [a_{jm}^+ Q_{\lambda\mu i}^+] \right\}_{JM} \Psi_0, \quad /1/$$

где a_{JM}^+ - оператор рождения квазичастицы с оболочечными квантовыми числами $n l J$ /они обозначены одним индексом J /; $Q_{\lambda\mu i}^+$ - оператор рождения фонона с моментом λ , его проекцией μ и номером i ; Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра остова. Структура однофононного состояния $Q_{\lambda\mu i}^+ \Psi_0$ рассчитывается в приближении случайной фазы.

В сферически-симметричном одночастичном потенциале подоболочки с одними и теми же значениями lJ , но разными главными квантовыми числами n разделены значительным энергетическим интервалом /15-20 МэВ/, поэтому их смешивание за счет взаимодействия с фононами незначительно, и в волновую функцию /1/ включена только одна одноквазичастичная компонента с данными J^π . Иная ситуация в деформированном ядре, где сферические подоболочки расщеплены и в одночастичном спектре появляются несколько состояний с одинаковой величиной проекции на ось симметрии ядра K и одинаковой четностью π /хотя они будут различаться другими асимптотическими квантовыми числами/. Взаимодействие с фононами приводит к смешиванию этих состояний, которое в ряде случаев оказывается существенным, и его следует учитывать в расчетах распределения силы данного одноквазичастичного состояния /4/. Поэтому в деформированных ядрах волновую функцию ν -ого возбужденного состояния с квантовыми числами K^π следует взять в виде

$$\Psi_\nu(K^\pi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \left\{ \sum_q C_q(K\nu) a_{q\sigma}^+ + \sum_{q\lambda\mu i} D_q^{\lambda\mu i}(K\nu) a_{q\sigma}^+ Q_{\lambda\mu i}^+ \right\} \Psi_0, \quad /2/$$

где суммирование по q в одноквазичастичной части волновой функции означает суммирование по всем не слишком удаленным одноквазичастичным состояниям с данными K^π . Конкретные ограничения при суммировании по q диктуются физическими условиями задачи.

Как и в более ранних работах, посвященных фрагментации одночастичных возбуждений нечетных ядер, мы не будем находить энергии и структуру каждого из многочисленных состояний /1/ или /2/, а используем метод силовых функций, который сильно упрощает расчеты /4, 20/. Для силовой функции мы будем использовать общепринятое определение

$$C_J^2(\eta) = \frac{\Delta}{2\pi} \sum_{\nu} \frac{C_{J\nu}^2}{(\eta - \eta_{J\nu})^2 + \Delta^2/4}, \quad /3/$$

где $\eta_{J\nu}$ - энергия состояния /1/ или /2/. /в последнем случае индекс J следует заменить на q /. Параметр полуширины Δ силовой функции Лоренца взят равным 0,4 МэВ. В /4, 5/ приведены конкретные формулы для силовых функций $C_J^2(\eta)$.

Силовые функции $C_J^2(\eta)$ и $C_q^2(\eta)$ описывают распределение силы одного одноквазичастичного состояния по спектру нечетного ядра. В сферическом ядре это состояние концентрирует всю силу подоболочки $n l J$. В деформированном ядре аксиальная деформация приводит к расщеплению подоболочки на $J+1/2$ дважды вырожденных уровней и распределению силы подоболочки по нескольким одночастичным состояниям. Волновая функция ϕ_{qK} одночастичного состояния с квантовыми числами qK в аксиально-симметричном потенциале Вудса-Саксона может быть представлена в виде разложения по оболочечным функциям ϕ_{nlj} сферически-симметричного потенциала

$$\phi_{qK} = \sum_{nlj} a_{nlj}^{qK} \phi_{nlj}, \quad /4/$$

где коэффициенты a_{nlj}^{qK} находятся путем численного решения уравнения Шредингера с аксиально-симметричным потенциалом Вудса-Саксона. Поскольку нас интересует фрагментация силы сферической подоболочки $n l J$ по внутренним состояниям деформированного ядра, мы должны учесть ее вклад во все такие состояния, а затем принять во внимание их фрагментацию за счет взаимодействия с фононами. Соответствующая силовая функция $S_{nlj}(\eta)$ выражается через силовые функции одноквазичастичных состояний, в которые дает вклад подоболочка $n l J$, и коэффициенты a_{nlj}^{qK} следующим образом:

$$S_{nlj}(\eta) = \sum_{qK} (a_{nlj}^{qK})^2 C_{qK}^2(\eta). \quad /5/$$

Изотопы Sm, Pm и Eu, исследуемые в настоящей работе, относятся к ядрам, в которых большую роль играет спаривание. Как известно, оно существенно уменьшает спектроскопические факторы состояний, находящихся вблизи уровня Ферми. Из-за того, что

одноквазичастичное состояние $\alpha_{qK}^+ \Psi_0$, не очень удаленное от поверхности Ферми, оказывается заполненным с вероятностью v_{qK}^2 , а пустым - с вероятностью u_{qK}^2 , выделить полную его силу в спектре можно, используя только дополняющие друг друга реакции одно-нуклонной передачи, - срыв и подхват. То же самое относится к полной силе сферической подоболочки nLJ . В реакции подхвата можно обнаружить лишь "дырочную" часть полной силы подоболочки, распределение которой по спектру описывается силовой функцией

$$\bar{S}_{nLJ}(\eta) = \sum_{qK} (a_{nLJ}^{qK})^2 v_{qK}^2 C_{qK}^2(\eta). \quad /6/$$

В реакции срыва выделяется "частичная" часть полной силы. Соответствующая силовая функция выглядит следующим образом:

$$\bar{S}_{nLJ}(\eta) = \sum_{qK} (a_{nLJ}^{qK})^2 u_{qK}^2 C_{qK}^2(\eta). \quad /7/$$

Ясно, что $\bar{S}_{nLJ}(\eta) + \bar{S}_{nLJ}(\eta) = S_{nLJ}(\eta)$. При сравнении экспериментальных спектроскопических факторов с теорией следует использовать силовые функции /6/, /7/.

Таблица 1

Параметры потенциала Вудса-Саксона

A		V_0 МэВ	r_0 Фм	κ Фм ²	α Фм ⁻¹	β_2	β_4
155	Нейтроны	47,2	1,26	0,40	1,67	0,29	0,06
	Протоны	59,2	1,24	0,36	1,63	0,29	0,06
147	Нейтроны	46,83	1,26	0,40	1,67		
	Протоны	57,4	1,24	0,35	1,578		

Параметры гамильтониана КФМ и методика их выбора описаны в /3,19/. Здесь мы приводим только параметры одночастичных потенциалов /табл.1/. Параметры потенциала для деформированных ядер, в том числе и значение квадрупольной и гексадекапольной деформаций β_2 и β_4 , взяты из /21/, где они были тщательно подобраны на основе анализа низколежащих уровней. У потенциала для сферических ядер мы взяли практически такие же значения параметров радиуса r_0 , диффузности α и спин-орбитальной константы κ , что и для деформированных, а глубина центральной части потенциала была подобрана независимо по энергиям связи нечетных протона и нейтрона. Мы провели расчеты фрагментации некоторых одночастичных возбуждений в нечетных изотопах самария с $A = 145, 147, 151, 153$, прометия с $A = 145, 151$ и европия с $A = 147$.

Фрагментация подоболочек, лежащих ниже поверхности Ферми, в нечетном ядре с массовым числом A рассчитывалась с ядром-остовом, имеющим массовое число $A+1$; если же подоболочка имела энергию, большую, чем уровень Ферми, в качестве остова служило ядро $A-1$.

§3. ФРАГМЕНТАЦИЯ СФЕРИЧЕСКИХ ПОДОБОЛОЧЕК В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНОМ ДЕФОРМИРОВАННОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

В аксиально-симметричном деформированном потенциале сферическая подоболочка nLJ расщепляется на $J+1/2$ дважды вырожденных уровней. Одночастичное состояние характеризуется теперь квантовыми числами K^π и асимптотическими квантовыми числами $Nn_z \Lambda^\pm$ /если $K = \Lambda + 1/2$ / или $Nn_z \Lambda^\pm$ /если $K = \Lambda - 1/2$ /. Если ядро приобретает вытянутую форму ($\beta_2 > 0$), то уровни с малыми K опускаются, в то время как энергии уровней с $K=J$ возрастают; подоболочки с большими J расщепляются сильнее /22/. Сложнее обстоит дело с распределением сил сферической подоболочки по одночастичным состояниям деформированного потенциала.

Мы изобразили на рис.1 и 2 распределения силы нейтронных подоболочек $1h_{11/2}$ и $3s_{1/2}$ и протонных подоболочек $2d_{5/2}$ и $1g_{9/2}$ по одночастичным состояниям в потенциалах с параметрами для зоны с $A = 155$ из табл.1. Коэффициенты разложения $a_{nLJ}^{qK} /4/$ нормированы следующим образом: $\sum_{qK} (a_{nLJ}^{qK})^2 = J + 1/2$.

Подавляющая часть силы подоболочек, как это видно из рисунков, распределена по нескольким состояниям в интервале энергии 5÷7 МэВ. Но подоболочки с большими J дают заметный, хотя и не очень большой, вклад в состояния, удаленные от них на 10-15 МэВ.

Например, около 4% силы нейтронной подоболочки $1h_{11/2}$ сконцентрировано на состояниях, находящихся около энергии связи нейтрона. Если принимать во внимание эти "хвосты", то сила подоболочек с большими J оказывается распределенной по большему числу состояний и большему энергетическому интервалу, чем у подоболочек с малыми J . Это обстоятельство хорошо видно на рис.1, где можно сравнить распределение силы подоболочек с сильно различающимися J ($1h_{11/2}$ и $3s_{1/2}$). У подоболочки $3s_{1/2}$ 96% силы сосредоточено на состояниях 400^\dagger , 411^\dagger , 420^\dagger и 431^\dagger , причем разность энергий наиболее удаленных друг от друга состояний - 9,3 МэВ. У подоболочки $1h_{11/2}$ те же 96% силы распределены по 15 состояниям в интервале энергии $\Delta E_x = 11,8$ МэВ, хотя 90% ее силы сконцентрировано на 5 наиболее сильных состояниях.

Сравнение распределений силы протонных подоболочек $2d_{5/2}$ и $1g_{9/2}$ /рис.2/ указывает на еще одно обстоятельство. В сферическо-симметричном потенциале эти подоболочки, как известно, принадлежат разным главным оболочкам и удалены друг от друга на 6,1 МэВ /при выбранных нами параметрах потенциала/. Стати-

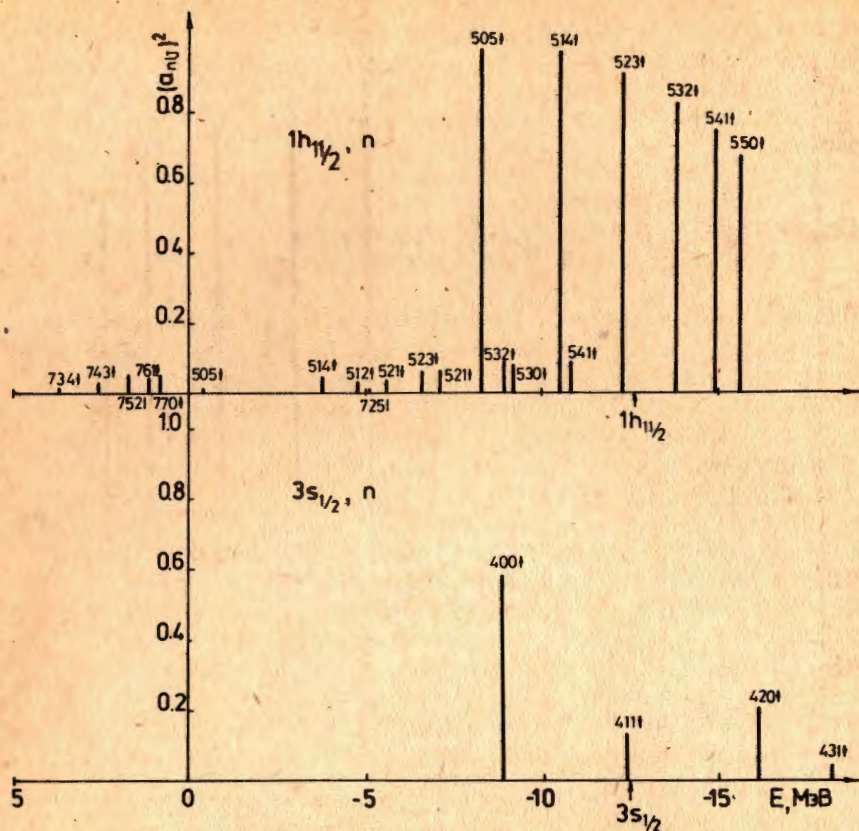


Рис.1. Распределение силы нейтронных подоболочек $1h_{11/2}$ и $3s_{1/2}$ по одночастичным состояниям в потенциале Вудса-Саксона с аксиально-симметричными квадрупольной и гексадекапольной деформациями /параметры потенциала даны в табл.1/. Стрелками указано положение подоболочек в сферически-симметричном потенциале с теми же параметрами.

ческая деформация приводит к тому, что распределения силы этих подоболочек начинают перекрываться.

§4. ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАЗИЧАСТИЦ С ФОНОНАМИ НА ФРАГМЕНТАЦИЮ ПОДОБОЛОЧЕК В СФЕРИЧЕСКИХ И ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Итак, в сферическом ядре вся сила подоболочки $n\ell$ сконцентрирована на одном одноквартицистичном состоянии, распределение

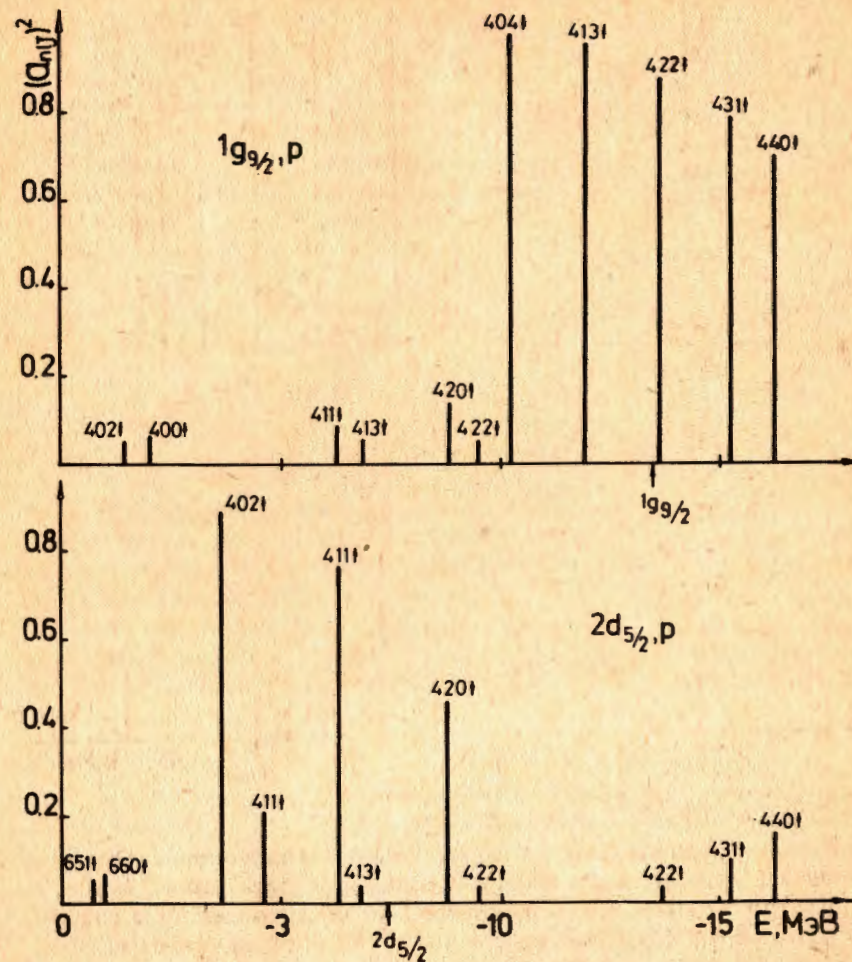


Рис.2. То же, что и на рис.1, для протонных подоболочек $1g_{9/2}$ и $2d_{5/2}$.

силы которого по спектру ядерных возбуждений за счет взаимодействия с фононами описывается силовой функцией $C_J^2(\eta)$ /3/. В деформированном ядре из-за статической деформации сила подоболочки распределена по большому числу одноквартицистичных состояний с разными K^π , и силовая функция подоболочки $S_{n\ell J}(\eta)$ /5/ получается в результате сложения силовых функций, описывающих распределение силы этих одноквартицистичных состояний, с весовыми множителями $(a_{n\ell J}^{qK})^2$.

Сравним теперь, как ведут себя силовые функции $C_J^2(\eta)$ и $S_{n\ell J}(\eta)$ для одних и тех же подоболочек. Силовые функции, описывающие

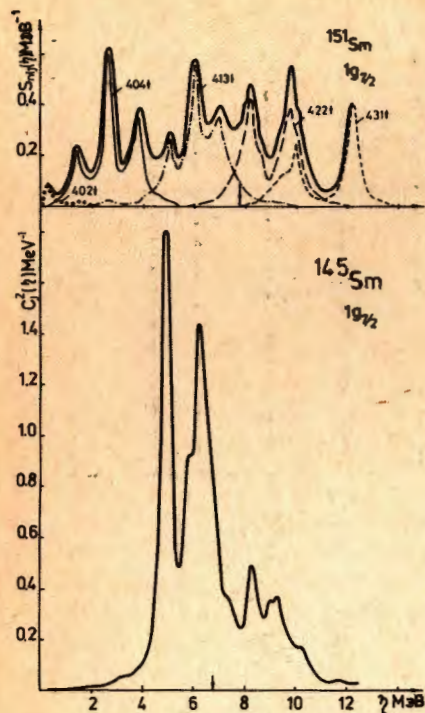


Рис.3. Силовые функции нейтронной подоболочки $1g_{7/2}$ в ^{151}Sm и ^{145}Sm /сплошные толстые линии/. Тонкой сплошной, пунктирной, штрих-пунктирной и т.д. линиями обозначены силовые функции $C_{qK}^2(\eta)$ отдельных одноквазичастичных состояний, на которых сконцентрирована основная сила подоболочки $1g_{7/2}$, умноженные на соответствующие факторы $(a_{nLJ}^{qK})^2$. Стрелками указано положение подоболочки в обоих ядрах.

фрагментацию нейтронной подоболочки $1g_{7/2}$ в ^{145}Sm и ^{151}Sm изображены на рис.3. Для ядра ^{151}Sm помимо суммарной силовой функции $S_{nLJ}(\eta)$ изображены отдельные слагаемые из формулы /5/ - $(a_{nLJ}^{qK})^2 C_{qK}^2(\eta)$, в структуру которых подоболочка $1g_{7/2}$ дает основной вклад /это состояния $404+$, $404+$, $413+$, $422+$, $431+$ /. Одно-

квазичастичные состояния, несущие основную силу подоболочки $1g_{7/2}$, распределены по энергетическому интервалу $\Delta E_x' \approx 9$ МэВ, взаимодействие с фононами распределяет силу каждого из них по интервалу $\Delta E_x'' \approx 4 \div 5$ МэВ. Распределения силы отдельных одноквазичастичных состояний довольно сильно перекрываются, тем не менее область, в которой локализована подавляющая часть силы всей подоболочки, заметно возрастает и достигает величины $\Delta E_x = 12 \div 13$ МэВ. Отметим, что в этих расчетах не учтены состояния из других оболочек, в структуру которых подоболочка $1g_{7/2}$ дает небольшой вклад /на уровне нескольких долей процента/. В ^{145}Sm сила подоболочки $1g_{7/2}$ сконцентрирована в более узком интервале $\Delta E_x = 8$ МэВ. Заметим, однако, что этот интервал больше интервала $\Delta E_x''$, по которому распределяется сила одноквазичастичного состояния в деформированном ядре.

Различие механизмов фрагментации одночастичной силы в сферических и деформированных ядрах приводит не только к заметному увеличению области, в которой локализована сила подоболочки в деформированном ядре по сравнению со сферическим, но и к существенно иному поведению силовой функции внутри этой области. В деформированном ядре сила подоболочки распределена внутри области локализации относительно равномерно, в сферическом ядре подавляющая часть ее силы остается сконцентрированной в относительно узком интервале. Например, для подоболочки $1g_{7/2}$ в ^{145}Sm

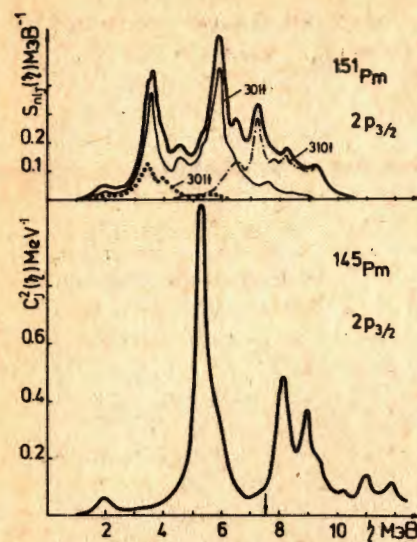


Рис.4. То же, что и на рис.3, для протонной дырочной подоболочки $2p_{3/2}$ в ^{151}Pm и ^{145}Pm .

это интервал $4 \leq E_x \leq 7,5$ МэВ. Однако влияние более сложных конфигураций /например, "квазичастица + два фонона"/ будет сглаживать это различие, поскольку в сферических ядрах оно более сильно /5,23/.

Для подоболочек с небольшими l и J размеры областей локализации силы в сферических и деформированных ядрах близки. Примером может служить распределение силы протонной дырочной подоболочки $2p_{3/2}$ в ^{151}Pm и ^{145}Pm /рис.4/. Расщепление подоболочки

$2p_{3/2}$ из-за деформации не очень велико $\Delta E_x' \approx 4$ МэВ/, а взаимодействие с фононами увеличивает размер области локализации силы подоболочки до 8 МэВ $/2 \leq E_x \leq 10$ МэВ/. Как следует из рис.4, практически по такому же интервалу ΔE_x распределена сила подоболочки $2p_{3/2}$ в ^{145}Pm .

Обсуждавшиеся выше примеры относились к глубоколежащим дырочным подоболочкам с энергиями возбуждения $6 \div 7$ МэВ. Рассмотрим теперь фрагментацию подоболочек, расположенных близко к уровню Ферми. Необходимо, однако, предварительно указать, что мы не претендуем здесь на детальное описание низколежащих состояний, особенно в сферических ядрах, поскольку настоящие расчеты выполнены в довольно грубых приближениях. Например, мы не учитываем достаточно точно принцип Паули /24/. Мы претендуем на описание только интегральных характеристик распределений одночастичной силы. Этим, в частности, оправдывается использование нами при небольших энергиях возбуждения метода силовых функций с параметром размазки Δ , превосходящим среднее расстояние между отдельными низколежащими возбужденными состояниями.

Рассмотрим фрагментацию нейтронной подоболочки $1i_{13/2}$ в ^{147}Sm и ^{153}Sm /рис.5/. Эта подоболочка в обоих ядрах расположена несколько выше уровня Ферми. Но вследствие расщепления из-за деформации в ^{153}Sm небольшая часть $1i_{13/2}$ -силы сконцентрирована на дырочных состояниях. Сравнение рис.5 и 3 ясно демонстрирует качественные отличия в поведении силовых функций низколежащих подоболочек деформированных ядер. Если сила глубокой дырочной подоболочки $1g_{7/2}$ более или менее равномерно распределена внутри области локализации, то распределение силы подоболочки $1i_{13/2}$ имеет ярко выраженный максимум при небольших энергиях возбужде-

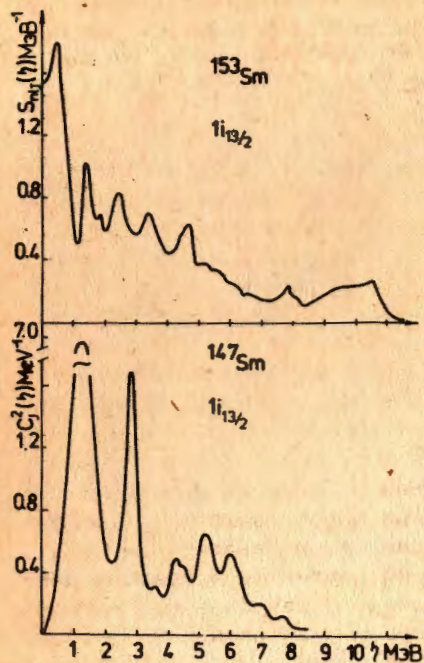


Рис.5. Силовые функции низколежащей нейтронной подоболочки $1i_{13/2}$ в ^{147}Sm и ^{153}Sm .

ния, а затем с ростом E_x силовая функция в целом уменьшается. Причина такого поведения $S_{1i_{13/2}}(\eta)$ кроется в более сильной фрагментации одноквазичастичных состояний, удаленных от уровня Ферми. Например, основное и низколежащие состояния 651^+ , 642^+ и 660^+ в ^{153}Sm , которые образуют нижайший пик силовой функции на рис.5, слабо фрагментированы, а расположенные вблизи энергии связи нейтрона состояния 624^+ , 615^+ и 606^+ фрагментированы гораздо сильнее, что, кстати, дополнительно увеличивает размеры области, в которой локализована сила подоболочки $1i_{13/2}$.

Различия между поведением силовых функций низколежащих и высоко-

лежащих подоболочек в сферических ядрах не столь заметны, как в деформированных. В основном они сводятся к тому, что возрастает концентрация силы подоболочки на одном /как правило, нижайшем/ возбужденном состоянии с соответствующими моментом и четностью. Различия в поведении силовых функций низколежащих и высоколежащих подоболочек сферических ядер проявились бы полнее в расчетах, учитывающих взаимодействие с состояниями "квазичастица + два фонона", влияние которых в сферических ядрах весьма заметно /5/.

Отметим, что, несмотря на заметные изменения в поведении силовых функций, качественного изменения размеров области локализации силы низколежащих оболочек по сравнению с высоколежащими не происходит. В деформированных ядрах причина этого кроется в том, что около 2/3 размера этой области определяется расщеплением оболочки из-за деформации. В сферических ядрах с ростом энергии возбуждения подоболочки ее фрагментация должна усиливаться, хотя бы вследствие возрастания плотности сложных состояний. Из-за того, что мы учитываем конфигурации не сложнее, чем "квазичастица + фонон", и рассматриваем подоболочки с не очень большими энергиями возбуждения, в настоящих расчетах этот эффект проявляется недостаточно заметно. Более заметен он будет в расчетах, учитывающих конфигурации "квазичастица + два фонона" и/или для подоболочек с энергиями возбуждения $E_x > 10$ МэВ.

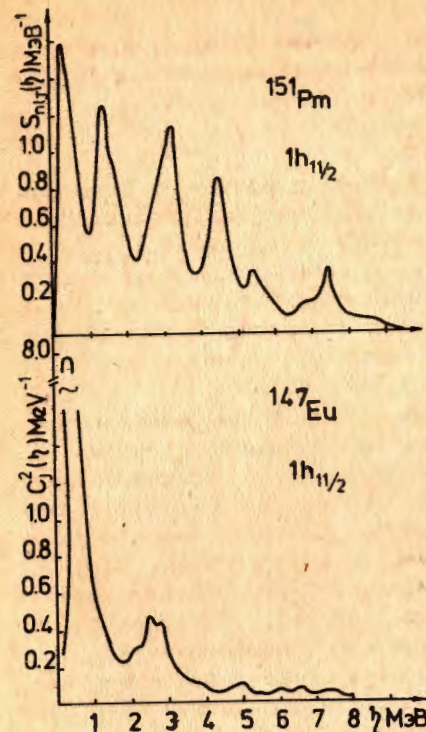


Рис.6. Силовые функции низколежащей протонной подоболочки $1h_{11/2}$ в ^{151}Pm и ^{147}Eu .

Выводы, которые мы сделали на примере подоболочки $1i_{13/2}$, подтверждаются при анализе силовых функций других низколежащих подоболочек. В качестве еще одного примера мы изобразили на рис.6 силовые функции $S_{p1}(\eta)$ и $C_{J1}^2(\eta)$ протонной подоболочки $1h_{11/2}$ в ^{151}Pm и ^{147}Eu .

§5. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Настоящая работа преследует прежде всего методические цели, однако хотя бы беглое сравнение с экспериментальными данными представляется нам полезным.

Что касается сферических ядер из рассматриваемой нами области, то в /18,25/ уже было представлено сравнение теории и эксперимента для некоторых глубоколежащих нейтронных дырочных состояний. При этом в расчетах учитывалось взаимодействие с состояниями "квазичастица + два фонона". Здесь мы основное внимание уделим деформированным ядрам, лишь слегка коснувшись данных о нейтронных дырочных подоболочках сферического ядра ^{147}Sm .

Наиболее подробная экспериментальная информация получена о нейтронной дырочной подоболочке $1h_{11/2}$ /18/. Экспериментальные данные и теоретические силовые функции, рассчитанные в КФМ, приведены на рис.7*, некоторые количественные характеристики распределений даны в табл.2.

* Рис.7 взят нами из /18/ /рис.17 этой работы/ и дополнен силовой функцией $S_{1h_{11/2}}(\eta)$ в ^{151}Sm .

Таблица 2

Теоретические и экспериментальные ^{16/}* данные о распределении силы нейтронных дырочных состояний в ¹⁴⁷Sm и ¹⁵¹Sm

n _l J	ΔE _x , МэВ	C ² S		E _x ; Γ МэВ	
		теор.	эксп.	теор.	эксп.
¹⁴⁷ Sm 1h _{11/2}	1,9±3,6	1,9	4,4		
	3,6±5,0	1,5	2,1	4,7; 1,7	4,45; 1,2
	1,0±3,6	0,8	1,35		
	2,5±3,6	0,33	1,95		
¹⁴⁷ Sm 2d _{5/2}	0±3,6	0,19	1,75		
	3,6±5,0	0,36	0,65		
¹⁵¹ Sm 1h _{11/2}	0,2±2,0	1,1	2,75		
	2,0±4,5	1,2	1,2		

* Экспериментальные значения C²S, приведенные в ^{16/}, в настоящей работе взяты с коэффициентом 1/2, т.к. мы используем другую нормировку полной силы подболочки.

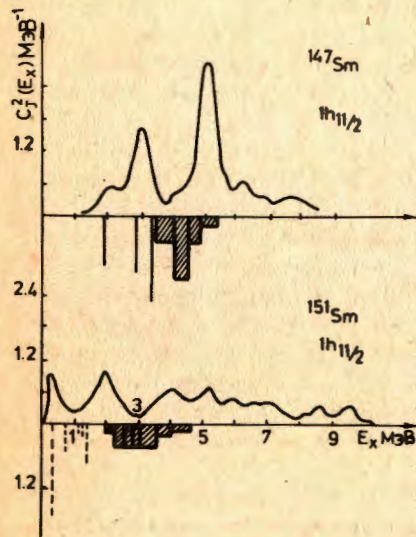


Рис. 7. Экспериментальные данные о распределении силы нейтронной подболочки 1h_{11/2} в ^{147,151}Sm и рассчитанные в КОМ силовые функции C_{1h_{11/2}}(η) и S̄_{1h_{11/2}}(η).

Здесь полезно напомнить, что спектроскопические факторы дырочных состояний /или структур/, возбуждаемых в реакциях подхвата нуклона, следует сравнивать с соответствующими интегралами от силовой функции S_{n_lJ}(η), в которой учтено влияние спаривания. Для глубоких дырочных состояний сферических ядер фактор v_J² = 1, и поэтому мы можем пользоваться силовой функцией C_J²(η). В деформированных ядрах силовая функ-

ция S̄_{n_lJ}(η) глубокой дырочной подболочки складывается из силовых функций отдельных одноквазичастичных состояний /6/, имеющих разные значения v_{qk}². Часть этих одноквазичастичных состояний может иметь сравнительно небольшие энергии возбуждения, а следовательно, и значения v_{qk}² заметно меньше 1. Поэтому при небольших энергиях возбуждения значения функции S̄_{n_lJ}(η) меньше, чем функции S_{n_lJ}(η), а по мере роста η они сближаются.

В ^{16/} было отмечено качественное согласие теории и эксперимента для фрагментации подболочки 1h_{11/2} в ¹⁴⁷Sm, хотя в целом теория предсказывает, что 1h_{11/2}-сила должна находиться при более высоких энергиях возбуждения. Такой же вывод напрашивается при анализе данных о подболочке 1h_{11/2} в ¹⁵¹Sm. Согласно нашим расчетам, 1h_{11/2}-сила распределена по гораздо большему энергетическому интервалу и более равномерно, чем это следует из данных ^{16/}. Это в основном связано с расщеплением подболочки из-за деформации. Приведенное в ^{16/} распределение силы подболочки 1h_{11/2} по одночастичным состояниям в потенциале Нильссона с β₂ = 0,2 отличается от нашего, т.к. в наших расчетах значение β₂ в 1,5 раза больше /см. табл.17/.

Наиболее заметные расхождения между теорией и экспериментом наблюдаются в области низколежащих состояний. Поэтому стоит указать, что для этой области энергии возбуждения существуют другие экспериментальные данные ^{15/}, которые заметно отличаются от данных ^{16/}. В ^{15/} при энергиях E_x = 2 МэВ обнаружена суммарная сила подболочки 1h_{11/2} C²S = 1,45*. Абсолютное значение C²S было нормировано таким образом, чтобы экспериментальный спектроскопический фактор низколежащего состояния 505† с энергией E_x = 0,261 МэВ совпал с теоретическим из ^{26/}: C²S = 0,67. В наших расчетах энергия состояния 505† равна 0,2 МэВ, а его спектроскопический фактор C²S = 0,7. Поэтому и суммарное значение C²S для интервала 0 ≤ E_x ≤ 2 МэВ у нас получилось гораздо ближе к данным ^{15/}, чем ^{16/} /см. табл.2/. На завышенное значение обнаруженной в ^{16/} спектроскопической силы подболочки 1h_{11/2} при низких энергиях указывают и данные об изотопе ¹⁵¹Sm - ядре ¹⁴⁹Nd. Здесь для интервала 0,5 ≤ E_x ≤ 1,8 МэВ в работе ^{12/} обнаружено C²S(1h_{11/2}) = 1,9.

Несколько слов о распределении силы дырочных состояний в ¹⁴⁷Sm. Из табл.2 видно, что предсказания теории и данные эксперимента различаются довольно сильно, особенно для подболочек 1g_{7/2} и 2d_{5/2}. Согласно данным ^{16/}, от 40 до 75% силы подболочек 2d, 1g_{7/2}, 1h_{11/2} исчерпываются при E_x ≤ 3,6 МэВ. Это возможно лишь в том случае, если энергия возбуждения подболочек невелика: E_x = 3±5 МэВ. В нейтронной одночастичной схеме уровней такую энергию /E_x = 3±4 МэВ/ имеют только подболочки 1h_{11/2}

* Все экспериментальные значения C²S в настоящей работе нормированы так, что полная спектроскопическая сила подболочки n_lJ равна J + 1/2.

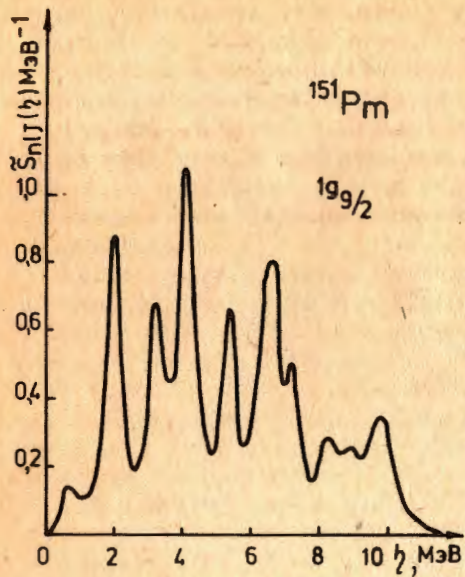


Рис. 8. Силовая функция $\bar{S}_{1g_{9/2}}(\eta)$ протонной дырочной подоболочки $1g_{9/2}$ в ^{151}Pm .

и состояния с большим вкладом подоболочки $1g_{7/2}$. Разделить вклад этих подоболочек в сечение трудно.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные нами исследования показали, что механизм фрагментации силы одночастичных подоболочек в сферических и деформированных ядрах различен. Как и в случае гигантских резонансов, уже расщепление сферически-симметричной подоболочки в деформированном среднем поле в основном определяет размеры области, в которой будет сконцентрирована ее главная сила, и взаимодействие с фононами в этом отношении играет меньшую роль, чем в сферических ядрах. Помимо этого, по-разному распределена сила высоколежащих подоболочек внутри области локализации. В деформированных ядрах это распределение более равномерно, т.е. характеризуется большим значением второго момента. В сферических ядрах, как правило, выделяются относительно узкие области $\Gamma \sim 2 \div 3$ МэВ/, где сконцентрирована заметная часть силы подоболочки. Собственно говоря, именно эти области и наблюдаются в сечениях реакций однонуклонной передачи в виде резонансно-подобных структур. Отсутствие таких областей в деформированных

и $2d_{5/2}$. Для этих подоболочек согласие теории и эксперимента несколько лучше. Но подоболочки $1g_{7/2}$ и $2d_{5/2}$ расположены гораздо глубже $/E_x \sim 6 \div 7$ МэВ/, и маловероятно, чтобы столь значительная часть их силы оказалась при таких низких энергиях.

В литературе ^{18/} имеются также некоторые данные о протонной дырочной подоболочке $1g_{9/2}$ в ^{151}Pm . Исследовав область энергии возбуждения $E_x \leq 3$ МэВ, экспериментаторы предположительно выделили два пика, в которых сосредоточено от 40 до 80% силы подоболочки $1g_{9/2}$. Наши результаты /силовая функция $\bar{S}_{1g_{9/2}}(\eta)$ приведена на рис. 8/ указывают на гораздо более сильную фрагментацию. Только ~20% всей силы подоболочки исчерпывается до энергии $E_x \leq 3$ МэВ, а вся ее сила локализована в интервале $0 \leq E_x \leq 11$ МэВ. При низких энергиях возбуждения передачи с $\ell = 4$ будут возбуждаться также

ядрах, значительное перекрытие распределений разных подоболочек должно чрезвычайно затруднять выделение вклада отдельных подоболочек в сечение. Возможно, что именно последнее обстоятельство и является причиной не вполне удовлетворительного согласия экспериментальных данных ^{14,18/} с нашими расчетами в деформированных ядрах. Тем не менее, нам представляется, что качественно экспериментальные данные о фрагментации нейтронной подоболочки $1h_{11/2}$ в ^{147}Sm и ^{151}Sm подтверждают основные теоретические выводы настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

- Soloviev V.G. et al. Nucl.Phys., 1977, A288, p.376; Soloviev V.G. et al. Nucl.Phys., 1978, A304, p.503.
- Adachi S., Yoshida S. Nucl.Phys., 1978, A306, p.53; Dehesa J.S. et al. Phys.Rev., 1977, C15, p.1858; De Haro R. et al. Nucl.Phys., 1982, A388, p.265; Камерджиев С.П. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с.532; Yannouleas C. et al. Nucl.Phys., 1983, A397, p.239.
- Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.301.
- Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p.87; Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЯФ, 1977, 26, с.729.
- Soloviev V.G. et al. Nucl.Phys., 1980, A342, p.261.
- Doll P. Nucl.Phys., 1977, A292, p.165; Koeling T., Iachello F. Nucl.Phys., 1978, A295, p.45; Klevansky S.P., Lemmer R.H. Phys.Rev., 1983, C28, p.1763.
- Bertsch G.F. et al. Rev.Mod.Phys., 1983, 55, p.287; Wambach J. et al. Nucl.Phys., 1982, A380, p.285.
- Speth J., Van der Woude A. Rep.Prog.Phys., 1981, 44, p.719.
- Crawley G.M. Proc.Int.Symp. on Highly Excited States in Nuclear Reactions. (Ed. by H. Ikegami, M. Maruoka). RCNP, Osaka, 1980, p.590; Mongey J. Nucl.Phys., 1983, A396, p.39c; Gales S. Invited talk given at the Int.Symp. HESANS 83. Preprint IPNO-DRE/83-29, Orsay, 1983.
- Gales S. Nucl.Phys., 1980, A354, p.193c.
- Воронов В.В., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.1380.
- Løvholden G. et al. Nucl.Phys., 1980, A339, p.477.
- Doll P. et al. Phys.Lett., 1979, 82B, p.357.
- Lee I.S. et al. Nucl.Phys., 1981, A371, p.111.
- Rekstad J. et al. Nucl.Phys., 1980, A348, p.93.
- Gales S. et al. Nucl.Phys., 1983, A398, p.19.
- Løvholden G. et al. Proc.Int.Conf. on Nucl.Phys., Florence, 1983. Bologna, 1983, vol.1, p.160.
- Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810; Nukleonika, 1978, 23, p.1149.
- Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.237.
- Бор О., Моттельсон Б. Структура ядра. "Мир", М., 1971, т.1.

21. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.
22. Nilsson S.G.: Kong.Danske Vid.Selsk.Mat.Fys.Medd., 1955, 29, No.16, p.1.
23. Кырчев Г., Малов Л.А. Изв.АН СССР /сер.физ./, 1979, 43, с.107; Китипова В. и др. Изв.АН СССР /сер.физ./, 1980, 44, с.1915; Малов Л.А. и др. Изв.АН СССР /сер.физ./, 1975, 39, с.1605.
24. Chan Zuy Khuong et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1981, 7, p.151; Soloviev V.G. et al. Z.Phys.A, 1983, 309, p.353.
25. Стоянов Ч. Изв.АН СССР /сер.физ./, 1981, 45, с.1820.
26. Guttormsen M. et al. Nucl.Phys., 1978, A298, p.122.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 апреля 1984 года.

Вдовин А.И. и др.

P4-84-304

Фрагментация подболочек в сферических
и деформированных ядрах

В рамках квазичастично-фононной модели ядра исследован механизм фрагментации одночастичных возбуждений в сферических и деформированных ядрах. Показано, что в деформированных ядрах энергетический интервал, в котором локализована сила подболочки, определяется ее расщеплением из-за статической деформации. Взаимодействие квазичастичных возбуждений с фононными увеличивает его размер еще на 30-40%. В результате подболочки с орбитальными моментами $l \geq 2$ в деформированных ядрах фрагментированы сильнее, чем в сферических. Обсуждаются изменения в поведении силовых функций в зависимости от энергии возбуждения подболочек. Результаты расчетов там, где это возможно, сравниваются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов

Vdovin A.I. et al.

P4-84-304

Fragmentation of Subshells in Spherical
and Deformed Nuclei

Fragmentation of single-particle states in spherical and deformed nuclei is studied within the quasiparticle-phonon nuclear model. It is shown that in deformed nuclei the energy interval of localization of subshell strength is mainly determined by its splitting due to static deformation. The interaction of quasiparticle and phonon excitations increases its size by 30-40% more. As a result, subshell with orbital momenta $l \geq 2$ in deformed nuclei are fragmented stronger than in spherical nuclei. We analyze the dependence of strength functions on the excitation energy of the subshells. The results of calculations are compared with available experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984