

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



C-603

6/ix-76  
P4 - 9872

В.Г.Соловьев

3463/2-76

ЯДЕРНО-СТРУКТУРНЫЕ АСПЕКТЫ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1976

P4 - 9872

В.Г.Соловьев

**ЯДЕРНО-СТРУКТУРНЫЕ АСПЕКТЫ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ**

Направлено на Международную конференцию по  
взаимодействию нейтронов с ядрами (США, 1976).

1. Целью наших исследований, выполняемых в течение нескольких последних лет, является построение такого варианта полумикроскопической теории атомного ядра, который мог бы служить основой для детального описания низколежащих состояний. Для состояний промежуточных и высоких энергий возбуждения он должен дать общую структуру волновых функций, и на его основе построено некоторое усредненное описание малоквазичастичных компонент волновых функций этих состояний на языке разного рода силовых функций. В<sup>/1/</sup> показано, что имеются основания для разработки единого описания низких, промежуточных и высоких возбужденных состояний атомных ядер. Такое описание реализовано для малоквазичастичных компонент волновых функций этих состояний.

Интерес к изучению структуры высоковозбужденных состояний проявляется давно. Значительный прогресс в изучении структуры нейтронных резонансов связан с построением теории резонансных ядерных реакций<sup>/2/</sup>, изучением нестатистических эффектов<sup>/3/</sup> и широким развитием нейтронной спектроскопии<sup>/4, 5/</sup>.

Наше изучение структуры состояний промежуточных и высоких энергий возбуждения идет по двум направлениям: общее рассмотрение, основанное на операторной форме волновой функции<sup>/6, 7/</sup>, и вычисление характеристик состояний в рамках модели, основанной на учете взаимодействия квазичастиц с фононами<sup>/8/</sup>.

В этом докладе обсудим свойства нейтронных резонансов. Следует отметить, что особое место нейтронных

резонансов среди высоковозбужденных состояний связано не с их выделенными физическими характеристиками, а с наличием наиболее полных и точных экспериментальных данных. Наша трактовка нейтронных резонансов основана на обобщении методов описания низколежащих состояний /9/ на состояния промежуточной и высокой энергии возбуждения.

2. Изложим основные положения общего полумикроскопического подхода, основанного на операторной форме волновой функции высоковозбужденного состояния, и оценим вклад отдельных простых конфигураций в волновых функциях нейтронных резонансов.

В рамках полумикроскопического подхода сверхтекущей модели ядра построим волновую функцию высоковозбужденного состояния. Волновую функцию представим в виде разложения по числу квазичастиц. Усложнение структуры состояний с ростом энергии возбуждения выражается в том, что в волновой функции все более важную роль играют компоненты со все большим и большим числом квазичастиц. Волновая функция, например, высоковозбужденного состояния нечетного сферического ядра имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Psi_i(I^\pi M) = & b_1^i a_{1M}^+ \Psi_0 + \\ & + \sum_{\substack{j_1 j_2 j_3 \\ m_1 m_2 m_3}} b_1^i (j_1 m_1 j_2 m_2 j_3 m_3) a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+ a_{j_3 m_3}^+ \Psi_0 + \\ & + \sum_{\substack{j_1 j_2 j_3 j_4 j_5 \\ m_1 m_2 m_3 m_4 m_5}} b_1^i (j_1 m_1 j_2 m_2 j_3 m_3 j_4 m_4 j_5 m_5) a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+ a_{j_3 m_3}^+ a_{j_4 m_4}^+ a_{j_5 m_5}^+ \Psi_0^{+...} \end{aligned} \quad /1/$$

К этому выражению нужно добавить члены с операторами парно-вибрационных фононов, которые заменяют операторы  $(a_{jm}^+ a_{j-m}^+)_{l=0}$ . Кроме того, в /1/ можно явно ввести операторы любых фононов.

При построении волновой функции /1/ выбрано представление, когда матрица плотности диагональна для

основного состояния ядра. В этом представлении волновая функция высоковозбужденного состояния должна содержать тысячи различных компонент. Использование этого представления для волновой функции высоковозбужденного состояния имеет прямой физический смысл. В большинстве случаев образование высоковозбужденного состояния происходит в результате захвата медленного нейтрона или жесткого  $\gamma$ -кванта основным бесквазичастичным или одноквазичастичным состоянием ядра-мишени. Поэтому разложение /1/ проводится как бы по базисным функциям ядра-мишени.

С использованием операторной формы в волновой функции в /6, 7/ через коэффициенты  $b_{\lambda}^i$  выражены приведенные нейтронные, радиационные и альфа-ширины на нейтронных резонансах. Таким путем поставлен вопрос об экспериментальном определении коэффициентов  $b_{\lambda}^i$ . Коэффициенты  $b_{\lambda}^i$  могут быть найдены из спектроскопических факторов реакций типа  $(dp)$  и  $(dt)$ , из вероятностей  $\beta$ -распадов, из вероятностей переходов между возбужденными состояниями и т.д.

Рассмотрим, например, приведенную нейтронную ширину, которую приближенно можно записать в виде

$$\Gamma_{n\lambda}^{\circ} = \Gamma_{s.p.}^{\circ} |b^{\text{in}}(j)U_j|^2, \quad /2/$$

где функция  $U_j$  указывает на то, что состояние  $j$  должно быть частичным. Зная экспериментальные значения  $\langle \Gamma_{n\lambda}^{\circ} \rangle$ , усредненные по ряду резонансов, нетрудно найти величины  $|b|^2$ . При  $\epsilon = B_n$  они оказались следующими: для ядер Ca - Ni  $|b|^2 \sim 10^{-3}$ , для Zn - Ba и некоторых изотопов Au и Hg  $|b|^2 \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ , для изотопов Rb  $|b|^2 \sim 10^{-3} - 10^{-4}$ , для деформированных ядер  $|b|^2 \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ .

В рамках этого подхода делаются общие выводы о структуре нейтронных резонансов. Так, в /10/ показано, что магнитные моменты нейтронных резонансов должны быть близки к одночастичным величинам. Эксперименты, поставленные по предложению Ф.Л.Шалиро /11/, подтвердили эти выводы /12, 13/. Исследованы особенности  $\alpha$ -распадов нейтронных резонансов и показано, что при-

веденные вероятности  $\alpha$ -распадов на первые  $2^+$  вибрационные состояния должны быть равны таковым для переходов на основные состояния или превосходить их /6, 7/. Эти особенности  $\alpha$ -распадов нейтронных резонансов нашли подтверждения в опытах Ю.П.Попова /14/. Дана ясная трактовка корреляций между нейтронными и радиационными ширинами /6/, а также корреляций между парциальными радиационными ширинами /15/. Рассмотрению вышеупомянутых корреляций уделено большое внимание в ряде докладов на конференциях /3, 16/. Настоящий метод позволяет анализировать особенности радиационных переходов, например, в /17/ исследованы причины нерегулярности в поведении E1-радиационной силовой функции в  $^{238}\text{U}$ .

3. На основании общего полумикроскопического подхода в /18/ исследовано, в каких случаях должна работать модель валентного нейтрона. Рассмотрим  $\gamma$ -переходы с высоковозбужденных состояний, описываемых волновыми функциями /1/, на одноквазичастичную компоненту низколежащего состояния с волновой функцией

$$\Psi_f(j_f, m_f) = C_f \alpha_{j_f m_f}^+ \Psi_0 + \dots \quad /3/$$

Радиационная ширина, рассчитанная с волновыми функциями /1/ и /3/, имеет следующий вид:

$$\Gamma_{\gamma i f}(\lambda) = \frac{8\pi\lambda(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} E_\gamma^{2\lambda+1} \Gamma_{\gamma i f}^0(\lambda), \quad /4/$$

$$\Gamma_{\gamma i f}^0(\lambda) = C_f^2 \left| \int_I^i \frac{V_{j_1 j_2}^{(\pm)}}{\sqrt{2I+1}} \langle j_f | \Gamma(\lambda) | I \rangle \pm \right.$$

$$\left. \pm \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} b_I^i(j_f j_1 j_2) \frac{U_{j_1 j_2}^{(\pm)}}{\sqrt{2\lambda+1}} \langle j_1 | \Gamma(\lambda) | j_2 \rangle \right|^2. \quad /5/$$

Здесь  $\langle j_1 | \Gamma(\lambda) | j_2 \rangle$  - одночастичные матричные элементы  $E\lambda$  /для которых нужно брать верхний знак в /5,/ и  $M\lambda$  /для которых нужно брать нижний знак в /5// переходов,

$$U_{j_1 j_2}^{(\pm)} = U_{j_1} V_{j_2} \pm U_{j_2} V_{j_1}, V_{j_1 j_2}^{(\pm)} = U_{j_1} U_{j_2} \pm V_{j_1} V_{j_2},$$

где  $U_j, V_j$  - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова. Первый член в /5/ дает известное выражение для приведенной радиационной ширины в модели валентного нейтрона /2/.

На основании общих закономерностей фрагментации одноквазичастичных и трехквазичастичных состояний и выражений для парциальных радиационных ширин в виде /4/, /5/ можно утверждать, что модель валентного нейтрона хорошо работает при выполнении следующих условий:

1/ одноквазичастичные компоненты волновых функций нейтронных резонансов должны быть наибольшими, что имеет место в ядрах, расположенных в областях максимумов  $s$ - или  $p$ -волновых нейтронных силовых функций;

2/ вблизи энергии связи нейтрона не должно быть таких трехквазичастичных состояний, с которых могут идти  $E1$ -переходы на одноквазичастичные компоненты волновых функций низколежащих состояний;

3/ низколежащие состояния, на которые идут  $E1$ -переходы с нейтронных резонансов, должны иметь большие одноквазичастичные компоненты.

Анализ парциальных радиационных ширин, проведенный в /18/ для ядер  ${}^{91,93,95,97}\text{Zr}$ ,  ${}^{93,95,97,99}\text{Mo}$ , позволил сделать следующие заключения:

1/ В волновых функциях нейтронных резонансов в изотопах  $\text{Zr}$  с  $A = 91, 93, 95$  и  $97$  четко проявляются одноквазичастичные компоненты  $3p_{1/2}$ ,  $3p_{3/2}$  и поэтому должна хорошо работать модель валентного нейтрона.

2/ Большая радиационная  $E1$ -ширина в  ${}^{91}\text{Zr}$  свидетельствует о заметном вкладе в волновые функции  $p$ -резонансов трехквазичастичных конфигураций;

3/ Большая радиационная  $M1$ -ширина в  ${}^{93}\text{Zr}$  указы-

вает на значительный вклад в волновые функции  $s$ -резонансов компонент  $d_{3/2}$ ,  $s_{1/2}$  плюс  $1^+$  коллективный фонов.

4/ Модель валентного нейтрона для E1-переходов с  $p$ -резонансов должна работать хорошо в случае  $^{99}\text{Mo}$ , несколько хуже в случаях  $^{95}\text{Mo}$  и  $^{97}\text{Mo}$ . В  $^{93}\text{Mo}$  большую роль играют E1-переходы с трехквартичных компонент волновых функций  $p$ -резонансов.

5/ Наблюдаемое усиление M1-переходов в  $^{93}, ^{99}\text{Mo}$  можно объяснить присутствием в волновых функциях  $s$ -резонансов соответствующих трехквартичных конфигураций.

Недавние эксперименты<sup>/19/</sup> блестяще подтвердили наше предсказание<sup>/18/</sup> о том, что модель валентного нейтрона должна хорошо работать в случае E1-переходов с  $p$ -резонансов в  $^{99}\text{Mo}$ . Анализ экспериментальных данных по изотопам циркония и молибдена, проводимый в<sup>/16/</sup> с точки зрения выполнения предсказаний модели валентного нейтрона, согласуется в целом с нашими выводами.

В<sup>/20/</sup> были изучены  $\gamma$ -переходы с резонансов  $p_{3/2}$  на низколежащие  $s_{1/2}$  и  $d_{3/2}$  состояния в  $^{117}\text{Sn}$  и  $^{123}\text{Sn}$  и показано, что модель валентного нейтрона не может объяснить экспериментальные величины парциальных ширины E1-переходов /см. также<sup>/16/</sup> /.

Рассмотрим E1-переходы с резонансов  $1^{\pi} = 3/2^{-}$  в  $^{117}\text{Sn}$ . На *рис. 1* даны положения подболочки  $3p_{3/2}$  и тех трехквартичных состояний, с которых идут E1-переходы на низколежащие состояния  $s_{1/2}$  и  $d_{3/2}$ . Присутствие вблизи энергии связи нейтрона  $V_n$  таких трехквартичных состояний приводит к нарушению правил модели валентного нейтрона и позволяет объяснить ряд особенностей  $\gamma$ -переходов. Так, с резонанса 147,9 эВ интенсивный E1-переход идет на состояние  $s_{1/2}$  и не идет на состояние  $d_{3/2}$ , что легко объяснить относительно большой компонентой  $\{s_{1/2}, f_{7/2}, g_{7/2}\}$  в волновой функции этого резонанса. С резонанса 632 эВ наблюдается переход на состояние  $d_{3/2}$  и нет перехода на состояние  $s_{1/2}$ , что указывает на присутствие в волновой функции этого резонанса большой компоненты



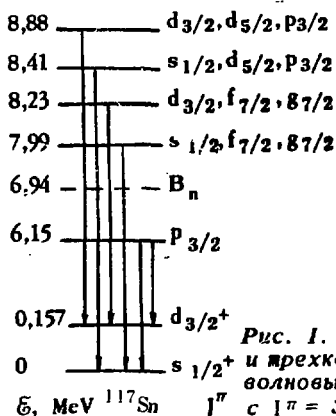


Рис. 1. E1-переходы в  $^{117}\text{Sn}$  с одной и трехквазичастичных компонент волновых функций состояний с  $1^\pi = 3/2^-$ .

$\{d_{3/2}, f_{7/2}, g_{7/2}\}$ . Трехквазичастичные компоненты, приведенные на рисунке, расположены также вблизи  $B_n$  в  $^{123}\text{Sn}$ . Присутствие этих компонент позволяет понять большие величины парциальных  $\gamma$ -ширин по сравнению с предсказаниями модели валентного нейтрона для E1-переходов с резонанса 106,9 эВ в  $^{123}\text{Sn}$ .

Таким образом, использование формул общего полумикроскопического подхода к высоковозбужденным состояниям и вычисление положения трехквазичастичных состояний позволяет проводить анализ простых конфигураций в захватных состояниях.

Следует отметить, что в деформированных ядрах из-за богатства коллективных ветвей возбуждения при энергии  $\epsilon = B_n$  волновые функции являются столь сложными, что нестатистические эффекты, связанные с малоквазичастичными компонентами, появляются в исключительных случаях. Так, могут наблюдаться корреляции для E1-переходов с  $1^-$  s-волновых резонансов на основное и первое  $2^+$  ротационное состояния в  $^{158}\text{Gd}$ ,  $^{160}\text{Dy}$ ,  $^{172}\text{Yb}$ ,  $^{184}\text{W}$ , а также корреляции между нейтронными и E1-радиационными ширинами на переходе в состоянии с  $K^\pi = 2^+$  с резонансов  $3^-$  в реакции  $^{173}\text{Yb}(n, \gamma)^{174}\text{Yb}$ .

Экспериментальные указания на существование таких корреляций имеются /21/.

На основании общего полумикроскопического подхода можно подойти к выяснению вращательных свойств высоковозбужденных состояний. В /15/ предложено изучить, насколько хорошим для волновых функций нейтронных резонансов является квантовое число  $K$  /проекция полного углового момента на ось симметрии ядра/. В /15/ условились считать  $\gamma$ -переходы с резонансов  $K$ -запрещенными, если для них выполняется условие

$$|I - K_f - \lambda| > 0, \quad /6/$$

где  $I$  - спин резонанса и  $\lambda$ -мультипольность  $\gamma$ -перехода. О роли квантового числа  $K$  можно судить по степени замедления  $K$ -запрещенных  $\gamma$ -переходов с нейтронных резонансов по сравнению со сходными, но  $K$ -разрешенными переходами. Имеющиеся экспериментальные данные позволили сделать вывод /16/, что нарушаются правила отбора по  $K$  при высоких энергиях возбуждения. Этот факт указывает на то, что в высоковозбужденных состояниях ротационное движение не выделено явно, а распределено среди других ядерных движений.

Большой интерес представляет изучение фрагментации двух-, трех- и четырехквартичных состояний. Здесь важно экспериментальное изучение реакций передачи двух, трех и четырех нуклонов. Большое внимание, например, следует уделить измерению нейтронных и парциальных радиационных ширин для нейтронных резонансов в реакциях типа  $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$  и  $^{177}\text{Lu}(n, \gamma)^{78}\text{Lu}$ , если в качестве мишени использовать трехквартичный изотоп  $^{23/2-}$  в  $^{177}\text{Lu}$ . В первом случае можно получить сведения о величинах трехквартичных, а во втором - четырехквартичных компонент волновых функций нейтронных резонансов.

Использование нестабильных мишеней в нейтронной спектроскопии, на важность которых было обращено внимание в /6/, позволит получать информацию о величинах трех- и четырехквартичных компонент. Необходимо всячески приветствовать такие измерения. Пер-

вые измерения на нестабильных мишенях уже появились /22/.

4. Об имеющейся экспериментальной информации о структуре ядра, полученной в результате изучения характеристик нейтронных резонансов, можно сказать следующее.

1/ Из приведенных нейтронных ширин получены, в основном, сведения об определенных одноквазичастичных или двухквазичастичных компонентах волновых функций нейтронных резонансов.

2/ Из парциальных радиационных ширин для  $\gamma$ -переходов в основные состояния могут быть извлечены данные об одно- и трехквазичастичных или о двухквазичастичных компонентах их волновых функций.

3/ Из нейтронных и радиационных силовых функций могут быть получены сведения об усредненных по ряду нейтронных резонансов величинах вышеупомянутых компонент.

4/ В процессах  $\alpha$ -распадов нейтронных резонансов и  $\gamma$ -переходов с них на возбужденные состояния участвуют компоненты волновых функций нейтронных резонансов с большим числом квазичастиц. Однако из исследования этих процессов можно получить данные только об интегральном вкладе таких компонент.

Таким образом, практически вся экспериментальная информация о структуре нейтронных резонансов относится к малоквазичастичным компонентам их волновых функций. В сложных ядрах малоквазичастичные компоненты составляют  $10^{-3}$ - $10^{-6}$  часть от нормировки их волновых функций. Это значит, что на самом деле мы имеем ничтожную часть экспериментальной информации о волновых функциях нейтронных резонансов. Поэтому можно сделать следующие выводы.

1/ Статистические закономерности, описание которых приняло широкий размах, относятся только к малоквазичастичным компонентам волновых функций нейтронных резонансов.

2/ Нестатистические эффекты, проявляющиеся в нейтронных резонансах и позволяющие говорить, как это сделали Р.Е.Криен и другие /19/, о нарушении гипотезы

Н. Бора о компаунд-состояниях, относятся только к поведению малоквазичастичных компонент их волновых функций.

3/ Является неправомерным распространение закономерностей, относящихся к малой части волновой функции, на всю волновую функцию. Такое распространение фактически делается при статистическом описании структуры нейтронных резонансов.

4/ Можно утверждать, что не имеется экспериментального подтверждения применимости гипотезы Н. Бора о компаунд-состояниях к нейтронным резонансам.

5. До сих пор обсуждались процессы, связанные с малоквазичастичными компонентами волновых функций нейтронных резонансов. В /7/ поставлен вопрос о величине многоквазичастичных компонент волновых функций. Было высказано предположение, что волновые функции состояний промежуточной энергии возбуждения и нейтронных резонансов имеют достаточно большие многоквазичастичные компоненты. Это связано с тем, что взаимодействия между квазичастицами и взаимодействие квазичастиц с фононами при этих энергиях не в состоянии так же сильно фрагментировать многочастичные состояния, как одночастичные.

Пути экспериментального обнаружения больших многоквазичастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов обсуждены в /7, 23, 24/. В настоящее время наиболее доступным способом определения величин наибольших многоквазичастичных компонент является изучение  $E1$ -,  $M1$ - и  $E2$ -переходов с нейтронных резонансов на состояния с энергией на /1,0-1,5/ МэВ меньшей. Возможно, вероятности таких переходов можно оценить при изучении последующего  $\alpha$ -распада возбужденного состояния, деления или вылета нейтрона. Наблюдение таких  $\gamma$ -переходов или  $\gamma$ -каскадов, приведенные вероятности которых близки к одночастичным, является свидетельством существования больших многоквазичастичных компонент в волновых функциях нейтронных резонансов. Сведения о величинах отдельных четырех- и шестиквазичастичных компонент могут быть получены

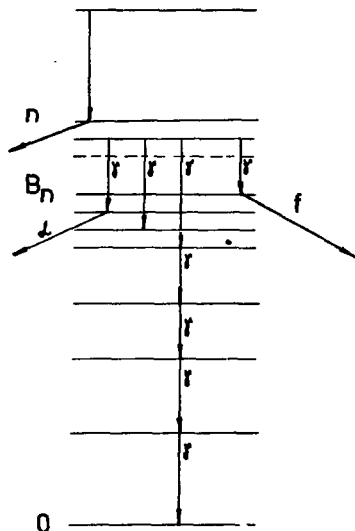


Рис. 2. Схематическое изображение путей экспериментального обнаружения больших многоквaziчастичных компонент в волновых функциях высоковозбужденных состояний.

из изучения  $\gamma$ -переходов с нейтронных резонансов на состояния промежуточной энергии возбуждения. Возможные пути обнаружения больших многоквaziчастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов схематически изображены на рис. 2.

Весьма многообещающим методом измерения величин наибольших компонент в волновых функциях нейтронных резонансов является изучение реакции  $(n, \gamma, \alpha)$  с последующей оценкой интенсивностей  $\gamma$ -переходов между нейтронным резонансом и состояниями, лежащими на  $/1-2/$  МэВ ниже. Экспериментальные результаты Ю.П. Попова с сотрудниками<sup>/25/</sup> указывают на то, что имеются относительно большие компоненты в волновых функциях этих состояний.

Считаю необходимым подчеркнуть, что с точки зрения изучения структуры состояний промежуточной и высокой энергии возбуждения фундаментальное значение имеет нахождение ответа на вопрос, имеются ли большие многоквaziчастичные компоненты в волновых функциях нейтронных резонансов.

6. При изучении структуры состояний с промежуточной и высокой энергией возбуждения в атомных ядрах важную роль играет фрагментация одночастичных состояний, т.е. распределение силы одночастичных состояний по многим ядерным уровням. В моделях независимых частиц и квазичастиц одночастичная сила сконцентрирована на одном уровне. В предельной статистической модели она хаотично распределена по всем ядерным уровням. При вычислении нейтронных силовых функций Лейном, Томасом и Вигнером<sup>/26/</sup> введена модель промежуточной связи для описания фрагментации. Однако в рамках этой модели не выполнены непосредственные расчеты.

Для описания усложнения структуры состояний с ростом энергии возбуждения и для выяснения общих закономерностей фрагментации одночастичных состояний использована модель, основанная на учете взаимодействия квазичастиц с фононами. В рамках этой модели дано описание характеристик низколежащих уровней, для состояний промежуточной энергии возбуждения вычислены силовые функции для передачи нейтрона или протона в реакциях типа (dp) или (dt). Дано описание s-, p-, d-волновых нейтронных силовых функций и разработан метод вычисления радиационных силовых функций. Рассчитаны энергии гигантских мультипольных резонансов и разработан метод вычисления их ширины и тонкой структуры. Существо модели изложено в<sup>/8/</sup>; в<sup>/27/</sup> разработаны приближенные методы решения уравнений модели. В<sup>/28/</sup> модель обобщена на случай введения спин-мультипольных сил, в<sup>/29/</sup> она применена к описанию четно-четных деформированных ядер, а в<sup>/30/</sup> - к нечетным сферическим ядрам. Первые результаты по изучению фрагментации одночастичных состояний в рамках этой

модели получены для деформированных ядер в /24, 31/, для сферических ядер - в /32/.

Волновая функция модели в варианте, соответствующем нечетному деформированному ядру, имеет вид

$$\Psi_i(K^\pi) = \frac{1}{2} \sum_c \left\{ \sum_\rho C_\rho^i a^\dagger + \sum_g D_g^i (a^\dagger Q^\dagger)_g + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sum_G F_G^i (a^\dagger Q^\dagger Q^\dagger)_G \right\} \Psi_0, \quad /7/$$

где  $i$  - номер состояния,  $g = \nu t$ ,  $G = \nu t, t$ , через  $(\rho\sigma)(\nu\sigma)$  обозначены квантовые числа одночастичных состояний. С помощью вариационного принципа находится система основных уравнений и для  $\rho \neq \rho_0 / \rho_0$  - выделенное одночастичное состояние/

$$\frac{C_\rho^i}{C_{\rho_0}^i} = \frac{\theta_{\rho_0}(\rho)}{\theta_{\rho_0}(\eta_i)}, \quad /8/$$

где в знаменателе стоит определитель системы, а в числителе - определитель, в котором  $\rho$ -столбец заменен столбцом свободных членов. Величина  $(C_{\rho_0}^i)^2$  определяется из нормировки волновой функции /3/. Секулярное уравнение для определения энергий запишем символически так:

$$\mathcal{F}_{\rho_0}(\eta_i) = 0. \quad /9/$$

При описании в рамках модели высоковозбужденных состояний учитываются фононы мультипольного и спин-мультипольного типа с  $\lambda = 1$  и  $\lambda = 7$  и выше и учитывается большое число фононов каждой мультипольности. Наряду с известными низколежащими коллективными квадрупольными и октупольными фононами учитываются многие малоколлективные фононы, а также высоколежащие фононы типа гигантских резонансов. Конфигурационное пространство модели велико, волновые функции высоковозбужденных состояний содержат миллионы раз-

личных компонент. Доказательством полноты конфигурационного пространства служит хорошее описание /с учетом многофононных компонент/ плотности высоко-возбужденных состояний /33/.

Для выяснения закономерностей фрагментации одночастичного состояния нужно рассчитать энергии и волновые функции большого числа состояний и потом провести суммирование величин  $(C_i^j)^2$  в определенном энергетическом интервале. В результате из большой полученной информации используется только очень малая ее часть. В /34/ использован метод непосредственного вычисления усредненных характеристик без детального расчета каждого уровня. Построим функцию

$$\Phi_{\rho_0}(\eta) = \sum_i (C_i^j)^2 \rho(\eta_i - \eta), \quad /10/$$

где

$$\rho(\eta_i - \eta) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Lambda}{(\eta - \eta_i)^2 + (\Lambda/2)^2}. \quad /11/$$

Энергетический интервал усреднения  $\Lambda$  является свободным параметром. Перепишем функцию  $\Phi_{\rho_0}(\eta)$  в виде

$$\Phi_{\rho_0}(\eta) = - \sum_i \left( \frac{\partial \mathcal{F}_{\rho_0}(\eta)}{\partial \eta} \right)_{\eta=\eta_i}^{-1} \rho(\eta_i - \eta). \quad /10'/$$

Воспользуемся теорией вычетов и выразим функцию /10'/ через контурный интеграл, охватывающий полюса, которые являются корнями уравнения /9/. Учитывая, что контурный интеграл по окружности бесконечного радиуса в комплексной плоскости равен нулю, перейдем от вышеупомянутого контурного интеграла к двум контурным интегралам, охватывающим полюса  $z_1 = \eta + i\frac{\Lambda}{2}$  и  $z_2 = \eta - i\frac{\Lambda}{2}$ . Вычислим соответствующие вычеты и в результате получим

$$\Phi_{\rho_0}(\eta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left( \frac{1}{\mathcal{F}_{\rho_0}(\eta + i\frac{\Lambda}{2})} \right). \quad /12/$$



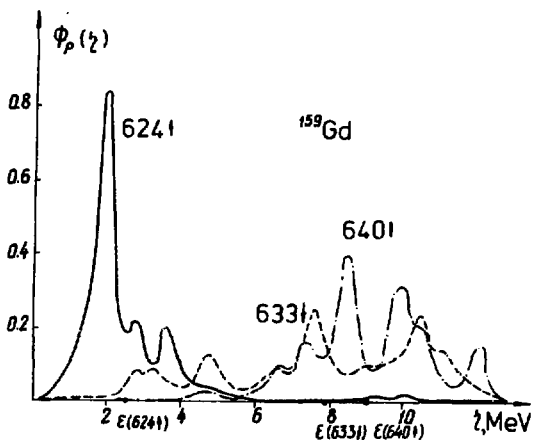


Рис. 3. Фрагментация одночастичных состояний  $624^{\dagger}$  /сплошная линия/,  $633_{\ddagger}$  /штриховая линия/ и  $640^{\dagger}$  /штрих-пунктирная линия/ в  $^{159}\text{Gd}$ . Через  $\epsilon(\rho)$  обозначены квазичастичные энергии.

В случае упрощенной модели с  $F=0$  в /7/ имеем

$$\Phi_{\rho}(\eta) = \frac{\Delta}{2\pi} \frac{\Gamma(\eta)}{(\epsilon(\rho) - \gamma(\eta) - \eta)^2 + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \Gamma^2(\eta)}. \quad /13/$$

Из-за зависимости от  $\eta^1(\eta)$  и  $\gamma(\eta)$ , явный вид которых дан в /34/, брайт-вигнеровская форма оказывается сильно искаженной. Это приводит к существенному отличию от принятого описания нейтронных силовых функций /2/.

Особенности фрагментации одночастичных состояний в деформированных ядрах изучены в /24, 31, 34/. На рис. 3 приведена фрагментация в  $^{159}\text{Gd}$  состояния  $624^{\dagger}$ , расположенного на 2 МэВ выше уровня Ферми, и высоких частичных состояний  $633_{\ddagger}$  и  $640^{\dagger}$ . Из рисунка видно, что форма кривой фрагментации отлична от гауссовской.

Сила состояния, удаленного от уровня Ферми, распределена в широком энергетическом интервале.

7. Возможность вычисления фрагментации одночастичных состояний привела к формулировке принципиально нового полумикроскопического метода вычисления нейтронных силовых функций /см. /31, 34/ /. Нейтронная силовая функция определяется так:

$$S_{\rho} = \frac{\langle \Gamma_n^{\rho} \rangle}{\langle D \rangle}, \quad /14/$$

где  $\Gamma_n^{\rho}$  - нейтронная приведенная ширина,  $D$  - расстояние между уровнями с данным  $\Gamma^{\rho}$ . Пользуясь определением силовой функции, данным в /35/, и волновыми функциями нейтронных резонансов в виде /7/, получим следующее выражение, например, для  $s$ -волновой силовой функции:

$$S_0 = \frac{15(\kappa B)}{\Delta E(\kappa B)} A^{-1/3} \sum_i \Delta E_i \left| \sum_{\rho} a_{\rho}^{1/2} U_{\rho} C_{\rho}^i \right|^2, \quad /15/$$

где  $\Delta E$  - энергетический интервал, по возбужденным состояниям, внутри которого проводится суммирование величин  $C_{\rho}^i$ , суммирование по  $\rho$  выполняется по одночастичным состояниям с  $K^{\pi} = 1/2^{+}$ . Согласно /36/ одночастичная волновая функция  $\phi_{\rho}^K$  представлена в виде разложения по сферическому базису

$$\phi_{\rho}^K = \sum_{nl} a_{nl}^{\rho K} \phi_{nl}, \quad a_{nl}^{\rho K} = \sum_n a_{nl}^{\rho K}. \quad /16/$$

Введем силовые функции

$$S_{\rho l}^K(\eta) = \sum_i \rho(\eta - \eta_i) \left| \sum_{\rho} a_{\rho l}^K U_{\rho} C_{\rho}^i \right|^2 \quad /17/$$

и в результате такой же процедуры, как при выводе выражения  $\Phi_{\rho_0}(\eta)$ , получим

$$S_{\ell 1}^{\rho K}(\eta) = \frac{1}{\pi} \sum (a_{\ell 1}^{\rho K} U_{\rho})^2 \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\mathcal{F}_{\rho}(\eta + i \Lambda/2)} \right\} + \frac{2}{\pi} \sum_{\rho > \rho'} a_{\ell 1}^{\rho K} a_{\ell 1}^{\rho' K} U_{\rho} U_{\rho'} \operatorname{Im} \left\{ \frac{\theta_{\rho}(\rho'; \eta + i \Lambda/2)}{\theta_{\rho}(\eta + i \Lambda/2)} \right\}. \quad /18/$$

В наших обозначениях выражения для  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -волновых нейтронных силовых функций имеют для деформированных ядер следующий вид:

$$S_0 = (15 \kappa B) A^{-1/3} S_{0 1/2}^{P 1/2}, \quad /19/$$

$$S_1 = (5 \kappa B) A^{-1/3} \{ S_{1, 1/2}^{P 1/2} + S_{1, 3/2}^{P 1/2} + S_{1, 3/2}^{P 3/2} \}, \quad /20/$$

$$S_2 = (9 \kappa B) A^{-1/3} \{ S_{2, 3/2}^{P 1/2} + S_{2, 5/2}^{P 1/2} + S_{2, 3/2}^{P 3/2} + S_{2, 5/2}^{P 3/2} + S_{2, 5/2}^{P 5/2} \}, \quad /21/$$

где  $S_{\ell, \ell \pm 1/2}^{\rho K}$  определено формулой /18/ и дано в /кэВ/<sup>-1</sup>. В случае сферических ядер  $S_0$  определяется формулой /19/, а

$$S_1 = (5 \kappa B) A^{-1/3} \{ S_{1, 1/2}^P + 2S_{1, 3/2}^P \}, \quad /22/$$

$$S_2 = (9 \kappa B) A^{-1/3} \{ 2S_{2, 3/2}^P + 3S_{2, 5/2}^P \}. \quad /23/$$

В этих формулах учтен множитель  $\delta_{\ell}$ , равный 1 для  $\ell = 0$  и  $(2\ell - 1)/(2\ell + 1)$  для  $\ell \neq 0$ , появляющийся при вычислении одночастичной нейтронной ширины для прямоугольной ямы.

В<sup>/32/</sup> рассчитаны  $s$ - и  $p$ -волновые нейтронные силовые функции для ряда изотопов олова и теллура. Получено правильное описание  $s$ -волновой силовой функции в районе ее минимума. В изотопах теллура подболочка  $3s_{1/2}$  находится ниже поверхности Ферми, и с ростом  $A$  некоторое возрастание  $C_{\rho}^2$  компенсируется уменьше-

нием  $U_j^2$ . Дано удовлетворительное описание  $p$ -волновой нейтронной силовой функции в районе, близком к ее максимуму  $\nu^{32}$  в формулах /10/, /10'/ опущен множитель  $1/3$  /. Следует отметить, что при вычислении фрагментации и силовых функций в сферических ядрах следует использовать тот вариант модели, когда в волновой функции учитываются члены квазичастица плюс два фона.

Результаты численных расчетов  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -волновых нейтронных силовых функций представлены в *таблице*. Экспериментальные данные взяты из /37,38/. Расчеты выполнены с параметром  $\Lambda = 0,4 \text{ МэВ}$ , во многих случаях результаты слабо зависят от величины  $\Lambda$ , но если энергия  $\eta = E_n$  находится вблизи локального максимума или минимума, то изменение  $\Lambda$  может привести к изменению  $S_f$  вплоть до полутора раз. Результаты расчетов сильно зависят от коэффициентов  $a_{\ell}^{pK}$  в разложении одночастичных волновых функций по сферическому базису /см. формулу /16//. Для квазисвязанных состояний величины этих коэффициентов еще требуют уточнения.

Из таблицы видно, что получено достаточно хорошее описание  $s$ - и  $p$ -волновых силовых функций для нейтронных резонансов. Приведены также результаты расчетов  $d$ -волновых силовых функций, для которых пока имеются только весьма предварительные экспериментальные данные. Согласие результатов наших расчетов с экспериментальными данными не является тривиальным, т.к. расчеты основаны на приближенном вычислении фрагментации одночастичных состояний и не содержат фактически ни одного свободного параметра.

Метод вычисления усредненных характеристик применен в /39/ к вычислению вероятностей  $\gamma$ -переходов. Он может быть использован для вычисления парциальных радиационных ширин. Можно надеяться, что таким путем удастся прояснить влияние на силовые радиационные функции гигантского дипольного резонанса, а также других гигантских мультипольных резонансов.

Таблица

Компаунд- ядро	$B_n, \text{эВ}$	$S_0 \cdot 10^4$		$S_1 \cdot 10^4$		$S_2 \cdot 10^4$	
		Опыт	Расчет	Опыт	Расчет	Расчет	Расчет
$^{155}\text{Sm}$	5,819	$1,8 \pm 0,5$	1,0	-	1,1	1,2	
$^{159}\text{Gd}$	6,031	$1,5 \pm 0,2$	1,1	$2,8^{+1,4}_{-1,6}$	1,6	1,0	
$^{161}\text{Gd}$	5,650	$1,8 \pm 0,4$	1,0	$0,88^{+0,84}_{-0,47}$	1,1	1,2	
$^{161}\text{Dy}$	6,448	$2,0 \pm 0,36$	1,5	-	0,5	1,5	
$^{163}\text{Dy}$	6,253	1,88	1,8	1,4	0,7	3,7	
$^{165}\text{Dy}$	5,635	1,7	1,8	1,3	0,6	3,6	
$^{169}\text{Er}$	5,997	1,5	3,4	0,7	0,5	6,8	
$^{171}\text{Er}$	5,676	1,54	3,5	0,8	0,7	5,2	
$^{175}\text{Yb}$	5,84	$1,6 \pm 0,2$	3,0	-	0,6	6,0	
$^{183}\text{W}$	6,187	$2,1 \pm 0,3$	4,6	$0,3 \pm 0,1$	0,8	2,0	
$^{185}\text{W}$	5,748	$2,6 \pm 0,3$	4,3	$0,3 \pm 0,1$	0,6	1,3	
$^{231}\text{Th}$	5,09	1,3	1,1	-	0,7	4,0	
$^{233}\text{Th}$	4,96	0,9	0,8	$0,5 - 1,6$	0,6	6,0	
$^{235}\text{U}$	5,88	0,95	0,9	-	0,8	4,0	
$^{235}\text{U}$	5,27	$1,13 \pm 0,4$	1,3	-	1,2	5,6	
$^{237}\text{U}$	5,30	$1,3 \pm 0,2$	1,2	$2,3 \pm 0,6$	1,1	4,6	
$^{239}\text{U}$	4,78	$1,1 \pm 0,1$	1,5	$1,7 \pm 0,3$	0,9	3,8	
$^{239}\text{Pu}$	5,62	$1,3 \pm 0,3$	1,0	-	1,3	3,4	
$^{241}\text{Pu}$	5,41	$0,94 \pm 0,09$	0,9	2,8	1,0	3,4	
$^{243}\text{Pu}$	5,05	$0,9 \pm 0,1$	1,4	-	1,4	4,0	
$^{243}\text{Cm}$	5,67	0,76	1,0	-	1,0	3,6	
$^{245}\text{Cm}$	5,696	$1,1 \pm 0,2$	1,6	-	0,7	3,0	
$^{255}\text{Fm}$	5,47	-	0,9	-	0,5	2,2	

8. В заключение необходимо отметить, что наше изучение структуры нейтронных резонансов проводится в рамках полумикроскопической теории, претендующей на единое описание малоквазичастичных компонент волновых функций при низких, промежуточных и высоких

энергиях возбуждения. В<sup>40/</sup> продемонстрированы возможности единого описания от низколежащих состояний до нейтронных резонансов и далее - до гигантских мультипольных резонансов. Для низколежащих состояний получено описание каждого отдельного уровня. Для состояний промежуточных и высоких энергий возбуждения малоквазичастичные компоненты представлены в виде соответствующих силовых функций.

В заключение благодарю В.В.Воронова и Л.А.Малова за полезные обсуждения и помощь.

### Литература

1. В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 1580 /1974/.
2. J.E.Lynn. *The Theory of Neutron Resonance Reactions* (Clarendon Press, Oxford, 1968); H. Feshbach. *Ann. of Phys.*, 5, 357 /1958/; 19, 287/1962/; C.Mahaux, H.A.Weidenmüller, *Schell-Model Approach to Nuclear Reactions* (North-Holland, Amsterdam, 1969/.
3. C.Mahaux. In: J.Erő and J.Szücs (ed.), *Nuclear Structure with Neutrons* (Akademiai Kiado, Budapest, 1974), p. 197; A.M.Lane. In *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy* (Reactor Centrum Nederland, Petten, The Netherlands, 1975), p. 31; S.F.Mughabghab. In *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy* (Reactor Centrum Nederland, Petten. The Netherlands, 1975), p. 81.
4. I.M.Frank. In: J.Erő and J.Szücs. (ed.), *Nuclear Structure with Neutrons* (Akademiai Kiado, Budapest, 1974), p. 17; L.M.Bollinger. *Nuclear Structure with Neutrons* (Akademiai Kiado, Budapest, 1974), p. 347; I.Bergqvist. *Nuclear Structure with Neutrons* (Akademiai Kiado, Budapest, 1974), p. 427.
5. P.M.Endt. In *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy* (Reactor Centrum Nederland, Petten, the Netherlands, 1975), p. 17; G.A.Bartholomew, F.C.Khanna. In *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy* (Reactor Centrum Nederland, Petten, the Netherlands, 1975), p. 119; R.E.Chrien. In *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy* (Reactor Centrum

- Nederland, Petten, the Netherlands, 1975), p. 247;  
 O.W.B.Schult. In *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (Reactor Centrum Nederland, Petten, the Netherlands, 1975)*, p. 505.
6. В.Г.Соловьев. ЯФ, 13, 48, /1971/; ЯФ, 15, 733 /1972/.  
 V.G.Soloviev. Phys. Lett., 35B, 109 /1971/; Phys. Lett., 39B, 605 /1972/.
  7. В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ, 3, 770 /1972/;  
 V.G.Soloviev. Phys. Lett., 42B, 409 /1972/; V.G.Soloviev. In J.Erö and J.Szücs (ed.), *Nuclear Structure with Neutrons (Akademiai Kiado, Budapest, 1974)*, p. 85.
  8. В.Г.Соловьев. Изв. АН СССР, сер.физ., 35, 666 /1971/;  
 V.G.Soloviev, L.A.Malov. Nucl. Phys., A196, 433 /1972/.
  9. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. Наука, М., 1971.
  10. В.В.Воронов, В.Г.Соловьев. ЯФ, 16, 1188 /1972/.
  11. F.I.Shapiro. In *Research Applications of Nuclear Pulsed Systems (IAEA, Vienna, 1967)*, p. 176.
  12. K.U.Berckurts, G.Brunhart. Phys. Rev., C1, 726 /1970/;  
 В.П.Алфименков и др. ЯФ, 17, 13 /1973/.
  13. V.P.Alfimenkov et al. Phys. Lett., 53B, 429 /1975/;  
 Л.Б.Пикельнер. В *Избранных вопросах структуры ядра, т. II. Изд. ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976.*
  14. J.Kvitek, Yu.P.Porov. Nucl.Phys., A154, 177 /1970/;  
 Yu.P.Porov et al. Nucl.Phys., A188, 212 /1972/.
  15. V.G.Soloviev. Phys. Lett., 36B, 199 /1971/.
  16. O.W.B.Schult. In *Selected Topics in Nuclear Structure, v. II (JINR, D-9682, Dubna, 1976)*.
  17. В.В.Воронов, В.Г.Соловьев. Письма в ЖЭТФ, 23, 84 /1976/.
  18. В.В.Воронов, В.Г.Соловьев. ЯФ, т. 23, 942 /1976/;  
 V.G.Soloviev, V.V.Voronov. *Contributed Paper PBI/K4 ICINN, Lowell, Mass., USA, 1976.*
  19. R.E.Chrien et al. Phys. Rev., C13, 578 /1976/;
  20. M.R.Bhat et al. Phys. Rev., C12, 1457 /1975/.
  21. S.F.Mughabghab. In: J.Erö and J.Szücs (ed.), *Nuclear Structure with Neutrons (Akademiai Kiado, Budapest, 1974)*, p. 167;  
 Л.Алдеа и др. В *Трудах III Всесоюзного совещания по нейтронной физике. Обнинск, 1976.*
  22. В.П.Вертебный и др. *Нейтронная физика, ч. 2, стр. 85, Обнинск, 1974.*
  23. В.Г.Соловьев. *Нейтронная физика, ч.1, стр. 70, Обнинск, 1974.*

24. V.G.Soloviev. In *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (Reactor Centrum Nederland, Petten, the Netherlands, 1975)*, p. 99.
25. Yu.P.Popov. In: *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (Reactor Centrum Nederland, Petten, the Netherlands, 1975)*, p. 379;  
Ю.П.Попов. В *Избранных вопросах структуры ядра*, т. II, ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976.
26. A.M.Lane, R.G.Thomas and E.P.Wigner. *Phys. Rev.*, 98, 693 /1955/.
27. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. *Препринт ОИЯИ*, Р4-7639, Дубна, 1973; *ЯФ*, 21, 502 /1975/; *ТМФ*, 25, 132 /1975/;  
С.В.Акулиничев, Л.А.Малов. *Сообщение ОИЯИ*, Р4-8433, Дубна, 1974; Л.А.Малов, Г.Очирбат. *Сообщение ОИЯИ*, Р4-8492, Дубна, 1974; Л.А.Малов, В.О.Нестеренко. *Сообщение ОИЯИ*, Р4-8206, Дубна, 1974.
28. В.Г.Соловьев. *ТМФ*, 17, 90 /1973/.
29. Г.Кырчев, В.Г.Соловьев. *ТМФ*, 22, 244 /1975/.
30. А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев. *ТМФ*, 19, 275 /1974/.
31. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. *ЯФ*, 23, 53 /1976/.
32. D.Dambasuren et al. *Journ. Phys. G:Nucl. Phys.*, 2, 26 /1976/.
33. А.И.Вдовин и др. *ЯФ*, 19, 516 /1974/.  
V.G.Soloviev, Ch.Stoyanov and A.I.Vdovin. *Nucl. Phys.*, A224, 411 /1974/;  
L.A.Malov, V.G.Soloviev, and V.V.Voronov. *Nucl. Phys.*, A224, 396 /1974/; *Phys. Lett.*, 55B, 17 /1975/;  
В.В.Воронов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. *ЯФ*, 21, 40 /1975/; *Препринт ОИЯИ*, Е4-9236, Дубна, 1975.
34. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. *Препринт ОИЯИ*, Р4-9652, Дубна, 1976.
35. K.Seth. *Nucl.Data*, A2, No. 3, 299 /1966/.
36. Ф.А.Гареев и др. *ЭЧАЯ*, 4, 357 /1973/.
37. S.F.Mughabghab, D.I.Garber. *Brookhaven National Lab. report BNL-325 (3rd ed.)*, 1973.
38. F.Rahn et al. *Phys. Rev.*, C10, 1904 /1974/; *Phys. Rev.*, C6, 1854 /1972/; H.I.Lion et al. *Phys. Rev.*, C11, 462 /1975/.
39. С.В.Акулиничев, Л.А.Малов. *Сообщение ОИЯИ*, Р4-9672, Дубна, 1976.
40. В.Г.Соловьев. В *Избранных вопросах структуры ядра*. Т. II. Изд. ОИЯИ, Д-9682, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 июня 1976 года.