

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 343Г1

С-603

14/6-73

P4 - 7046

1682/2-73

В.Г. Соловьев

О СТРУКТУРЕ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7046

В.Г. Соловьев

О СТРУКТУРЕ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

(Доклад, представленный на конференцию по
нейтронной физике, Киев, 1973 г.)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Soloviev V.G.

P4 - 7046

On the Neutron Resonance Structure

New approach to the study of the neutron resonance structure is considered which is realized, firstly, by a general semimicroscopic description, based on the operator form of the wave function, and, secondly, by numerical calculations within the model taking into account the interactions of quasiparticles with phonons.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973

I. Низколежащие состояния ядер с достаточно хорошей точностью описываются как двухквазичастичные, однофононные и двухфононные или как одноквазичастичные, трехквазичастичные и квазичастица плюс фонон состояния. При несколько больших энергиях следует учитывать четырехквазичастичные и трехфононные или пятиквазичастичные и квазичастица плюс два фонона состояния. С ростом энергии возбуждения необходимо принимать во внимание состояния с большим числом квазичастиц и фононов.

Поскольку энергии квазичастиц и фононов известны, то путем их различных комбинаций нетрудно вычислить плотности состояний при различных энергиях возбуждения, рассмотреть зависимость плотности от энергии возбуждения, спина I или квантового числа K , являющегося проекцией спина на ось симметрии ядра. Таким путем в ^{239}U рассчитано поведение плотности в зависимости от энергии в ^{239}U и проводится вычисление плотностей уровней с различными спинами для большого числа сферических и деформированных ядер.

Если состояния рассматривать как состояния с определенным числом квазичастиц и фононов, то нельзя объяснить большое число экспериментальных данных по возбужденным состояниям сложных ядер. Например, если ядро в основном бесквазичастичном или одноквазичастичном состоянии захватывает медленный нейтрон, то в результа-

те не может образоваться многоквaziчастичное состояние, и в рамках такого рассмотрения нельзя объяснить плотность нейтронных резонансов и их ширины.

2. Для понимания структуры высоковозбужденных состояний и для описания их на языке квазичастиц и фононов основную роль играет процесс, получивший название фрагментации. Под фрагментацией мы понимаем распределение силы одночастичного или двухчастичного или многочастичного состояний по многим ядерным уровням. Другими словами, фрагментация ответственна, например, за распределение одночастичного состояния, являющегося решением уравнения Шредингера с потенциалом Саксона-Вудса, по ряду ядерных уровней.

Как известно^{/2/}, модель независимых квазичастиц работает хорошо тогда, когда среднее поле ядра выбрано так, что матрица плотности является диагональной, а корреляционная функция приведена к канонической форме. Среди возбужденных состояний имеются коллективные вибрационные состояния, связанные с недиагональными частями матрицы плотности и корреляционной функции. Однофононные состояния образуются в результате взаимодействия между квазичастицами, которые приводят к распределению силы двухчастичных состояний по ряду уровней. Волновая функция однофононного состояния является суперпозицией многих двухквaziчастичных состояний.

Взаимодействие квазичастиц с фононами играет весьма важную роль в процессе фрагментации. Оно приводит к смешиванию компонент, отличающихся на один фонон или две квазичастицы. В результате учета взаимодействия квазичастиц с фононами волновая функция имеет вид суммы однофононных, двухфононных, трехфононных и т.п.

компонент в случае четно-четных ядер. В нечетных ядрах волновая функция состоит из следующих компонент: одноквaziчастичных, квазичастица плюс фонон, квазичастица плюс два фонона и т.п. Эти положения легли в основу моделей, сформулированных в^{/1,3-5/}, для описания высоковозбужденных состояний атомных ядер. В^{/6,7/} предложен полумикроскопический подход к изучению высоковозбужденных состояний, основанный на выборе операторной формы для волновых функций высоковозбужденных состояний в виде разложения по числу квазичастиц.

Таким образом, новый подход к изучению структуры нейтронных резонансов осуществляется, во-первых, путем общего полумикроскопического описания, основанного на операторной форме волновой функции и, во-вторых, путем проведения численных расчетов в рамках моделей, учитывающих взаимодействие квазичастиц с фононами.

3. Фрагментация дает возможность объяснить поведение силовых функций для s - и p -нейтронов в зависимости от массового числа A . В^{/3,7/} показано, как в сферических ядрах монотонно убывает S_0 по мере опускания энергии подболочки $3S_{1/2}$ относительно энергии связи нейтрона B_n , и как возрастает S_0 по мере приближения подболочки $4S_{1/2}$ к B_n . В^{/7/} продемонстрировано поведение силовой функции S_1 , которая имеет максимальное значение при тех A , которые соответствуют положению подболочек $3P_{1/2}$ и $3P_{3/2}$ вблизи B_n .

Поведение силовых функций S_0 и S_1 в деформированных ядрах является более сложным. Это связано с тем, что из-за деформации подболочки $3S_{1/2}$, $4S_{1/2}$, $3P_{1/2}$, $3P_{3/2}$ распределены по ряду одночастичных состояний. На рис. 1 приведены энергии одночастичных состояний с $K^2 = 1/2$ и величины компонент подболочек

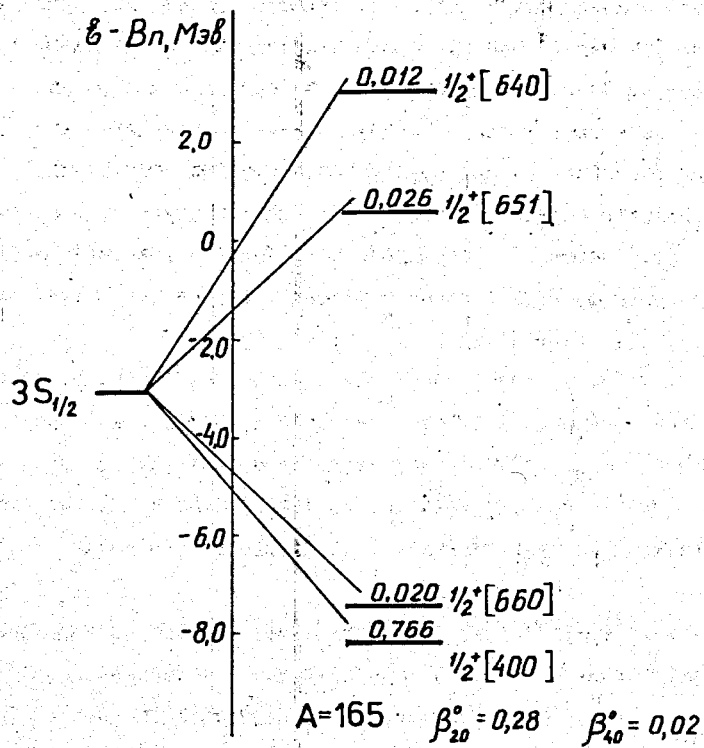


Рис. 1. Распределение подболочки $3S_{1/2}$ среди одночастичных состояний с $K^{\pi} = 1/2^{+}$ нейтронной системы с $A = 165$ при равновесных деформациях $\beta_{20}^{\circ} = 0,28$ и $\beta_{40}^{\circ} = 0,02$.

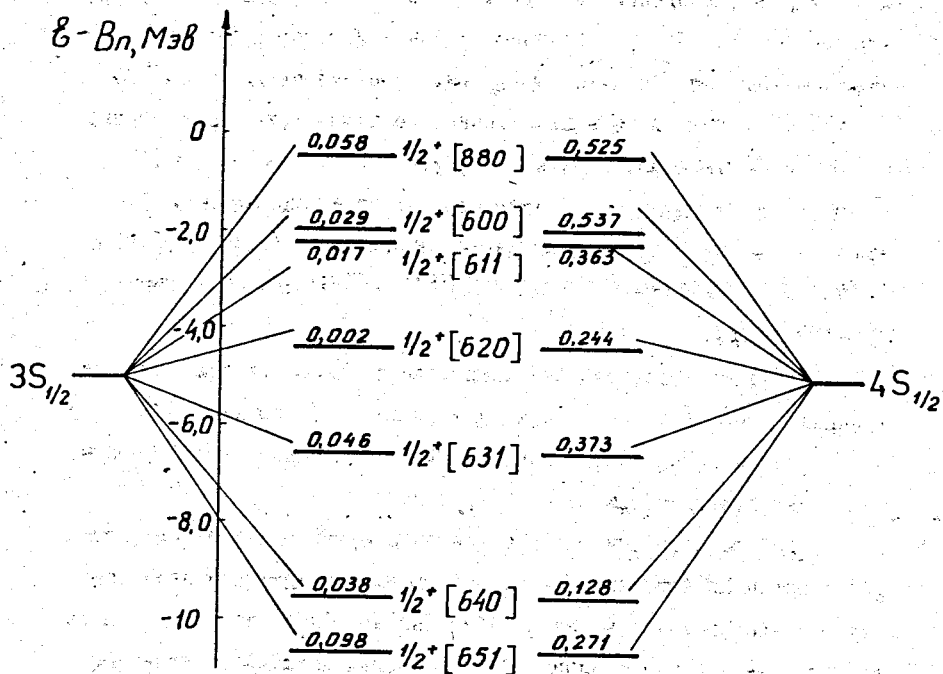
Цифры над уровнями указывают величины коэффициентов состояния $3S_{1/2}$ в разложении волновой функции потенциала Саксона-Вудса по сферическому базису.

ки $3S_{1/2}$ в разложении одночастичной волновой функции по сферическому базису. Из рис. 1 видно, что при большой равновесной деформации сила подболочки $3S_{1/2}$ распределена среди многих одночастичных состояний. В одночастичных волновых функциях при изменении A большие компоненты $3S_{1/2}$ меняются слабо, а малые — довольно сильно. Например, величина компоненты $3S_{1/2}$ при $A = 155$ и 173 равна: для состояния $1/2^{+}[400] - 0,770$ и $0,767$; для состояния $1/2^{+}[651] - 0,010$ и $0,050$; для состояния $1/2^{+}[660] - 0,047$ и $0,019$.

В области трансурановых элементов в одночастичные волновые функции $K^{\pi} = 1/2^{+}$ состояний дают вклад подболочки $3S_{1/2}$ и $4S_{1/2}$, хотя вклад подболочки $4S_{1/2}$ является преобладающим. Этот факт продемонстрирован на рис. 2.

В деформированных ядрах с ростом энергии возбуждения усиливается процесс фрагментации одночастичных состояний и при этом еще раз происходит фрагментация компонент $3S_{1/2}$ и $4S_{1/2}$. В деформированных ядрах вблизи B_n всегда имеются состояния с $K^{\pi} = 1/2^{+}$, которые, в свою очередь, содержат компоненты $3S_{1/2}$ и $4S_{1/2}$, поэтому величины S_0 не могут быть очень малыми. При изменении A вблизи B_n оказываются те или другие одночастичные состояния с $K^{\pi} = 1/2^{+}$, поэтому силовая функция S_0 должна флюктуировать, что и наблюдается на опыте. Немонотонное изменение S_0 с ростом A указывает на то, что в высоковозбужденном состоянии ядро остается сильно деформированным.

Относительно поведения силовой функции S_1 для β -нейтронов можно сказать следующее: в области $150 < A < 190$ функция S_1 должна быть велика, т.к. вблизи B_n находятся состояния $1/2^{-}[501]$, $3/2^{-}[501]$, $3/2^{-}[512]$, которые имеют большие компоненты $3p_{1/2}$ или $3p_{3/2}$; в области $A > 230$ значение S_1



$$A=239, \beta_{20} = 0,23, \beta_{40} = 0,08$$

Рис. 2. Распределение подболочек $3S_{1/2}$ и $4S_{1/2}$ среди одночастичных состояний с $K^{\pi} = 1/2^+$ нейтронной системы с $A = 239$ при $\beta_{20}^* = 0,23$, $\beta_{40}^* = 0,08$. Обозначения такие же, как на рис. 1.

должно уменьшиться, поскольку в одночастичные состояния, расположенные вблизи B_n , вклад $3P_{1/2}$ и $3P_{3/2}$ не больше 0,02. Наблюдение больших значений S_1 в области $150 < A < 190$ и не очень малых значений S_1 в ядрах с $A > 230$ будет свидетельствовать о больших деформациях в высоковозбужденных состояниях.

4. В рамках полумикроскопического подхода волновая функция высоковозбужденного состояния атомного ядра представлена в виде разложения по числу квазичастиц. Нейтронные, радиационные и L -ширины выражаются через коэффициенты этой волновой функции. Из экспериментальных данных по приведенным нейтронным и радиационным ширинам получены величины одноквазичастичных и двухквазичастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов. Вклад их в нормировку волновой функции оказался равным 10^{-6} - 10^{-9} . Получены скудные и, в основном, косвенные сведения о величинах трехквазичастичных и четырехквазичастичных компонент. Таким образом, нейтронная спектроскопия на современном уровне дает сведения примерно об одной миллионной части волновых функций нейтронных резонансов (см. /7,8/).

Волновые функции нейтронных резонансов содержат много тысяч различных квазичастичных компонент. Наибольший интерес представляет вопрос о величинах многоквазичастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов. В /8,9/ проанализированы два предельных случая. Первый - компонент много и все они малы. Второй случай - среди многих компонент волновой функции имеется одна или несколько больших многоквазичастичных компонент.

Анализ структуры высоковозбужденных состояний, проведенный в /1/ в рамках модели, учитывающей взаимодействие квазичастиц с

фононами, показал, что должен иметь место случай, когда в волновых функциях нейтронных резонансов находятся большие многоквazi-частичные компоненты. Это связано с тем, что взаимодействие между квазичастицами и взаимодействия квазичастиц с фононами при энергиях, близких к V_n , не в состоянии так же сильно фрагментировать многочастичные состояния, как это сделано с одночастичными.

Пути экспериментального обнаружения больших многоквazi-частичных компонент волновых функций нейтронных резонансов обсуждены в [8,9]. В настоящее время наиболее доступным способом выяснения роли многоквazi-частичных компонент является изучение E1-, M1- и E2-переходов с нейтронных резонансов на состояния с энергией, на (1,0-1,5) Мэв меньшей их. Возможно, вероятности таких переходов можно оценить при изучении γ -каскада или, как в [10], последующего α -распада возбужденного состояния.

Для выявления больших многоквazi-частичных компонент волновых функций нейтронных резонансов рассмотрим $E\lambda$ -переход между высоковозбужденными состояниями. Волновые функции запишем в виде:

$$\Psi_i(K_i^{\pi_i}) = C_{p_i}^i \left\{ \mathcal{L}_{p_i}^* + \sum_{q_1, \nu} D_{p_i, \nu}^{q_1 i} \mathcal{L}_{\nu}^* Q_{q_1}^* + \sum_{q_1, q_2, \nu} F_{p_i, \nu}^{q_1 q_2 i} \mathcal{L}_{\nu}^* Q_{q_1}^* Q_{q_2}^* + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{q_1, q_2, q_3, \nu} R_{p_i, \nu}^{q_1 q_2 q_3 i} \mathcal{L}_{\nu}^* Q_{q_1}^* Q_{q_2}^* Q_{q_3}^* + \frac{1}{2\sqrt{3}} \sum_{q_1, q_2, q_3, q_4, \nu} M_{p_i, \nu}^{q_1 q_2 q_3 q_4 i} \mathcal{L}_{\nu}^* Q_{q_1}^* Q_{q_2}^* Q_{q_3}^* Q_{q_4}^* \right\} \Psi_p, \quad (I)$$

где \mathcal{L}_{ν}^* - оператор рождения квазичастицы, Q_q^* - оператор фонона, через p обозначены одночастичные уровни с данным K^{π} , через ν - остальные уровни, q - мультипольность фонона и номер корня, остальные обозначения даны в [1,2]. Фонон характеризуется компонентами $g_{\nu\nu'}^q = \varphi_{\nu\nu'}^q + \varphi_{\nu\nu'}^q$, через $g(\lambda)$ обозначим фонон, соответствующий $E\lambda$ -переходу.

Рассмотрим $E\lambda$ -переход из состояния $i = 1$ в состояние $i = 2$. Матричный элемент имеет вид

$$\langle \Psi_2(K_2^{\pi_2}) | \mathcal{Y} \mathcal{Y} \mathcal{Z}(E\lambda) | \Psi_1(K_1^{\pi_1}) \rangle = \\ = \frac{1}{\sqrt{2}} C_{p_1}^1 C_{p_2}^2 \sum_{\nu, \nu'} U_{\nu\nu'}^{(2)} \langle \nu | \Gamma(E\lambda) | \nu' \rangle g_{\nu\nu'}^{q(\lambda)} \left\{ \frac{1}{2} [D_{p_2, p_1}^{q(\lambda)2} + D_{p_1, p_2}^{q(\lambda)1}] + \right. \\ \left. + \sum_{q_1, q_2} [D_{p_2, \nu}^{q_1 q_2} F_{p_2, \nu}^{q_1 q_2(\lambda)2} + D_{p_1, \nu}^{q_1 q_2} F_{p_1, \nu}^{q_1 q_2(\lambda)1}] + \right. \\ \left. + \sqrt{3} \sum_{q_1, q_2, q_3} [F_{p_2, \nu}^{q_1 q_2 q_3} R_{p_2, \nu}^{q_1 q_2 q_3(\lambda)2} + F_{p_1, \nu}^{q_1 q_2 q_3} R_{p_1, \nu}^{q_1 q_2 q_3(\lambda)1}] + \right. \\ \left. + \sum_{q_1, q_2, q_3, q_4} [M_{p_2, \nu}^{q_1 q_2 q_3 q_4} R_{p_2, \nu}^{q_1 q_2 q_3 q_4(\lambda)2} + M_{p_1, \nu}^{q_1 q_2 q_3 q_4} R_{p_1, \nu}^{q_1 q_2 q_3 q_4(\lambda)1}] \right\} + \dots \quad (2)$$

В (2) приведены только члены, которые соответствуют переходам между компонентами (I), отличающимися на фонон $Q_{q(\lambda)}^*$, здесь $\langle \nu | \Gamma(E\lambda) | \nu' \rangle$ - одночастичный матричный элемент, $U_{\nu\nu'}^{(2)} = U_{\nu} U_{\nu'} + U_{\nu}^2 U_{\nu'}^2$, где U_{ν} , $U_{\nu'}^2$ - коэффициенты преобразования Боголюбова.

В качестве примера рассмотрим E1- и E3-переходы в ^{238}U , приведенные на рис. 3. Возьмем два состояния с $K^{\pi} = 1/2^+$ и энергией, близкой к V_n , имеющие большие компоненты квазичастица плюс четыре фонона, конфигурация которых дана на

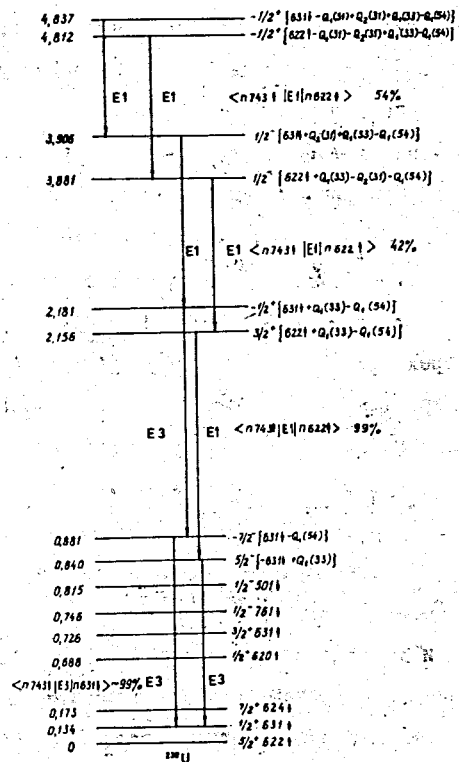


Рис. 3. Электромагнитные переходы в ^{239}U . Слева даны энергии уровней в кэв, справа указаны K^π -величины и наибольшая компонента соответствующей волновой функции. В фонове $Q_1(31)$ компонента $n\pi 743 \uparrow 622 \uparrow$ равна 54%, в фонове $Q_2(31)$ — 42%. Справа от $E1$ указаны наибольшие одночастичные матричные элементы и их доля.

рисунке 3. В этом случае в волновой функции (I) можно ограничиться членом, пропорциональным M . Энергия фонове $Q_1(31)$ равна 931 кэв, а вклад компоненты $n\pi 743 \uparrow 622 \uparrow$ равен 54%. Поэтому на 931 кэв ниже состояний 4837 и 4812 кэв следует ожидать два состояния с $K^\pi = 1/2^-$, волновые функции которых содержат большие компоненты квазичастица плюс три фонове, как указано на рис. 3. Согласно (2), $E1$ — переход между этими состояниями пропорционален $M.R.$. Если в начальных и конечных состояниях данные на рис. 3 компоненты являются преобладающими, то приведенная вероятность $E1$ — перехода должна быть близка к вероятности одночастичного перехода $n 743 \uparrow \rightarrow n 622 \uparrow$. Экспериментальное выделение таких быстрых переходов может служить доказательством существования больших многоквартичных компонент в соответствующих волновых функциях. Следует отметить, что подавляющее число $E1$ — переходов с уровнями 4837 и 4812 кэв на состояния $1/2^- 761 \uparrow$, $1/2^- 501 \uparrow$ и многие другие замедлены более, чем в 10^6 раз.

С уровнями 3906 и 3881 кэв следует ожидать $E1$ — переходов на состояния, лежащие ниже их на энергию фонове $Q_2(31)$, равную 1725 кэв. Этот переход пропорционален члену FR в (2). Далее должны идти $E1$ — и $E3$ — переходы на низколежащие состояния. Такие переходы указаны на рис. 3. Наблюдение каскадов γ — переходов, приведенные вероятности которых близки к одночастичным, является свидетельством существования больших многоквартичных компонент в волновых функциях нейтронных резонансов и в состояниях промежуточной энергии возбуждения.

Следует отметить, что трудность наблюдения таких γ — переходов заключается также в том, что если с одного резонанса идет

один каскад, то с другого — другой, а с третьего резонанса не могут идти такого типа γ -переходы.

5. Обсудим основные закономерности фрагментации:

1) зависимость от положения одночастичного (многочастичного) состояния относительно энергии поверхности Ферми,

2) зависимость от сеньорити, спина I для сферического ядра и K для деформированного ядра;

3) зависимость от массового числа A ,

4) роль приближенных законов сохранения и влияние высоколежащих коллективных состояний.

Рассмотрим фрагментацию одночастичного состояния по многим ядерным уровням. Если энергия одночастичного состояния находится вблизи энергии поверхности Ферми, то грубо можно полагать, что около 90% силы одночастичного состояния сконцентрировано на одном ядерном уровне, (8-9)% — на нескольких низколежащих уровнях. А оставшиеся (1-2)% распределены по большому числу уровней в интервале 10 Мэв и более. На распределение силы одночастичного состояния в широком энергетическом интервале указывают отличные от нуля значения силовых функций для s -нейтронов в сферических ядрах, у которых подболочка $S_{1/2}$ является основным или дырочным состояниями.

По мере удаления энергии одночастичного состояния от энергии поверхности Ферми происходит усиление фрагментации одночастичного состояния по многим уровням. Когда энергия одночастичного состояния удалена от поверхности Ферми на (2-3) Мэв, то примерно 90% силы этого состояния распределено по нескольким ядерным уровням, а оставшиеся 10% фрагментированы по многим уровням в широком энергетическом интервале. По мере удаления энергии

одночастичного состояния от энергии поверхности Ферми происходит дальнейшее усиление процесса фрагментации.

Фрагментация трехчастичных состояний должна достигать такой же силы, как фрагментация одночастичных состояний при больших энергиях возбуждения (эта разница близка к энергии двухквaziчастичного состояния). Фрагментация многочастичных состояний, т.е. состояний с большим значением сеньорити, набирает силу еще при более высоких энергиях возбуждения. При определенной энергии возбуждения, в среднем, более сильно фрагментированы состояния с минимальным, отличным от нуля, значением сеньорити, фрагментация ослабляется с ростом числа сеньорити. Поскольку фрагментация многочастичных состояний становится значительной при больших энергиях возбуждения, то можно ожидать достаточно чистых многоквaziчастичных состояний с малыми спинами вблизи энергии связи нейтрона.

Общая зависимость фрагментации от I или K очевидна: с ростом I или K она должна ослабляться. Волновые функции состояний с большими значениями I или K не содержат малоквaziчастичных компонент, а фрагментация многочастичных состояний набирает силу при более высоких энергиях возбуждения по сравнению с одночастичными состояниями. Эти два обстоятельства приводят к тому, что наиболее низкие состояния сферических ядер с большими спинами и деформированных ядер с большими значениями K являются достаточно чистыми квазичастичными состояниями. Следует ожидать экспериментального обнаружения

шестиквазичастичных, семиквазичастичных и других состояний с большими I или K при более высоких энергиях возбуждения. Такого типа состояния по своей структуре должны сильно отличаться от расположенных рядом других состояний.

Зависимость степени фрагментации от A является весьма сильной (см. /7, II/). Процесс фрагментации максимально ослаблен в дважды магических ядрах и ядрах, отличающихся от них на один нуклон. Он начинается в этих ядрах при больших энергиях и развивается медленнее, чем в других ядрах. Это проявляется в малой плотности уровней вблизи B_n и в больших нейтронных и радиационных ширинах. Ослабление фрагментации связано с тем, что для этих ядер среднее поле является наиболее самосогласованным, матрица плотности практически диагональна. Фрагментация ослаблена в полумагических ядрах, однако ослабление не является таким сильным.

По мере удаления от дважды магического ядра возрастают недиагональные части матрицы плотности и тем самым уменьшаются энергии вибрационных состояний и усиливается роль взаимодействия квазичастиц с фононами. Все это приводит к усилению процесса фрагментации.

Фрагментация весьма сильна в деформированных ядрах, где уменьшение недиагональных частей матрицы плотности компенсируется богатством коллективных ветвей возбуждения.

Определенные приближенные законы сохранения приводят к ослаблению степени фрагментации одних состояний по сравнению с другими. Наиболее ярким примером являются изобар-аналоговые

состояния, которые являются малоквазичастичными из-за противодействия со стороны закона сохранения изотопического спина при применении к состоянию с изотопическим спином $T_0 + 1/2$ состояний с изотопическим спином T_0 .

Гигантский дипольный резонанс характерен усилением роли малоквазичастичных компонент из-за когерентного взаимодействия, он описывается с помощью высоколежащих фононов. Взаимодействие квазичастиц с фононами определяет ширину гигантского резонанса. Высоколежащие коллективные состояния типа гигантского дипольного резонанса оказывают существенное влияние на структуру высоковозбужденных состояний, в том числе на структуру нейтронных резонансов. Изучение радиационных ширин $E1$ -переходов для нейтронных резонансов указывает на сильное влияние хвоста гигантского резонанса.

6. На основании общих закономерностей процесса фрагментации, экспериментальных сведений о компонентах волновых функций нейтронных резонансов и расчетов на модели можно следующим образом представить структуру волновых функций нейтронных резонансов.

1). Одноквазичастичные и двухквазичастичные компоненты имеют приблизительно одинаковую величину в значительном энергетическом интервале выше B_n . Их поведение удовлетворяет статистическим закономерностям, что является следствием развитого процесса фрагментации. Зависимость их величин от массового числа A демонстрируют силовые функции S_0 и S_1 , величины которых определяются положением подболочек $S_{1/2}$ и $P_{1/2}$, $P_{3/2}$ относительно B_n .

2). Трехчастичные и четырехчастичные состояния фрагментиро-

ваны по многим уровням ядра и поэтому трехквaziчастичные и четырехквaziчастичные компоненты волновых функций должны удовлетворять статистическим закономерностям. Исключение составляют легкие и околомagicеские ядра, а также аналоговые состояния, где процесс фрагментации не набрал еще полной силы, что экспериментально проявляется в виде промежуточных структур.

3). Для многоквaziчастичных компонент процесс фрагментации находится в начальной стадии, волновые функции могут иметь большие многоквaziчастичные компоненты и тем самым индивидуальные характеристики.

В заключение отмечаю, что экспериментальные данные, полученные методом нейтронной спектроскопии, следует сочетать с экспериментальными данными по ядерным реакциям. Например, в¹⁷⁾ отмечено, что из (dp)-реакции можно получить S - и ρ - волновые силовые функции S_0 и S_1 в широком интервале энергий. Сопоставление этих данных со значениями S_0 и S_1 из нейтронно-спектроскопических исследований позволит получить энергетическую зависимость в поведении S_0 и S_1 .

Благодарю В.В. Воронова, С.П. Иванову и Л.А. Малова за обсуждения и помощь.

Л и т е р а т у р а

1. V.G.Soloviev, L.A.Malov, Nucl.Phys. A196, 433 (1972).
2. В.Г.Соловьев, Теория сложных ядер, Наука, 1971.
3. В.Г. Соловьев, Изв. АН СССР, сер.физ., 35, 666 (1971).
4. В.Г. Соловьев, Препринт ОИЯИ Е4-6630 (1972).
5. А.И. Вдовин, В.Г. Соловьев, Препринт ОИЯИ Е4-7054 (1973).
6. В.Г. Соловьев, ЯФ 13, 48 (1971).
7. В.Г. Соловьев, ЭЧАЯ 3, 770 (1972).
8. В.Г. Соловьев, Препринт ОИЯИ Е4-6563 (1972).
9. V.G.Soloviev, Phys.Lett., 42B, 409 (1972).
10. П.Винивартер, К. Незведок, Ю.П. Попов, Р.Ф. Руми, В.И. Салацкий, В.Г. Тихин, В.И. Фурман, Сообщение ОИЯИ Р3-6754 (1972).
11. В.Г. Соловьев. Структура ядра (лекции на Международной школе в Алуште 13-28 апреля 1972 г.) стр. 77, изд. ОИЯИ, Д-6465, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 марта 1973 года.